



# Etude de l'émission prompt des sursauts gamma: Expérience HETE-2

Céline Barraud

## ► To cite this version:

Céline Barraud. Etude de l'émission prompt des sursauts gamma: Expérience HETE-2. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2004. Français. NNT: . tel-00006477

**HAL Id: tel-00006477**

**<https://theses.hal.science/tel-00006477>**

Submitted on 16 Jul 2004

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**UNIVERSITE PARIS 7 - DENIS DIDEROT**  
**UFR de PHYSIQUE**

**THÈSE**

Pour obtenir le grade de  
Docteur de l'Université Paris VII

Discipline: Astroparticules

École doctorale: Constituants élémentaires - Systèmes complexes

présentée par  
**Céline BARRAUD**

Sujet de la thèse:

**ETUDE DE L'EMISSION PROMPTE DES**  
**SURSAUTS GAMMA : EXPERIENCE HETE-2**

Soutenue le: 28 Juin 2004

Composition du jury:

Madame Isabelle Grenier	:	Présidente
M. Filippo Frontera	:	Rapporteur
M. Peter von Ballmoos	:	Rapporteur
M. Jean-François Olive	:	Examineur
M. Jean-Luc Atteia	:	Directeur de Thèse
M. Robert Mochkovitch	:	Directeur de Thèse



Laboratoire d' Astrophysique Observatoire Midi-Pyrénées 14 Av. Edouard Belin, 31400 Toulouse Cedex 4

A mon grand-père

A mes parents et mes frères

A Seb

Après avoir passé ces trois années de thèse sur les sursauts gamma, je remercie chaleureusement Jean-Luc Atteia et Robert Mochkovitch, mes co-directeurs de thèse. En février 2001, FREGATE détecta son premier sursaut gamma “mou” GRB010213, nous étions alors à Toulouse avec Robert afin de rencontrer Jean-Luc et mettre en place le sujet de ma thèse. Je me rappelle que Robert m’avait alors dit que je passerais peut être toute ma thèse à étudier ce sursaut particulièrement faible comparé aux sursauts détectés par BATSE. Ce ne fut pas le cas, mais HETE-2 détecta une fraction importante de sursauts mous, et la majeure partie de ma thèse tant théorique qu’observationnelle fut basée sur la compréhension de cette classe particulière de sursauts. Les observations de HETE-2 furent particulièrement intéressantes pour comprendre ces phénomènes ainsi que les contreparties optiques des sursauts gamma. La science dans ce domaine avance très vite et dans une atmosphère excitante: pendant ces trois années de thèse, les découvertes furent très nombreuses, et je me rappelle avoir couru dans les couloirs du laboratoire pour voir Jean-Luc, lorsque HETE-2 déclenchait sur un événement....

C’est un immense merci que j’adresse à Jean-Luc pour m’avoir fait partager pendant ces années de thèse, qui coïncident aussi avec celles du fonctionnement de HETE-2, toutes ses connaissances sur les sursauts gamma, l’instrumentation et le reste... La partie théorique effectuée à l’IAP à Paris avec Robert en collaboration avec Frédéric Daigne m’a permis de garder toujours une critique théorique sur les observations que je faisais, et d’orienter les études spectrales dans le bon sens. Ils furent toujours prêts à répondre à mes questions et leurs explications étaient claires et précises. Je pense avoir eu une très grande chance de pouvoir travailler avec eux à une époque particulièrement intéressante et productive dans l’histoire des sursauts gamma.

J’ai effectué ma thèse en grande partie au Laboratoire d’Astrophysique de l’Observatoire Midi-Pyrénées de Toulouse. Je remercie pour leur accueil les deux directeurs qui se sont succédés durant cette période: Alain Blanchard et Sylvie Roques. Je remercie également pour son accueil Bernard Fort directeur de l’Institut d’Astrophysique de Paris dans lequel j’ai passé plusieurs semaines lors de mes séjours “théoriques” à Paris.

Je remercie particulièrement Frédéric Daigne et Elizabeth Vangioni-Flam du dernier étage de l’IAP pour la chaleureuse atmosphère qui y règne ainsi que l’équipe française de HETE-2: Jean-François Olive, Michel Boer, Jean-Pascal Dezalay et Didier Barret, qui ont toujours répondu à mes questions.

Je remercie sincèrement Madame Isabelle Grenier, la présidente de mon jury de thèse, Messieurs Filippo Frontera, et Peter Von Ballmoos, qui ont accepté d’être rapporteurs.

C’est avec un immense plaisir que je dis merci à tous le personnel de l’OMP, et tout particulièrement mes deux collègues de bureau: Marceau qui est arrivé en même temps que moi à Toulouse et Sébastien avec qui nous avons prévu de grands projets. Tous les deux ont une richesse de cœur et d’esprit que j’ai exploitée au maximum durant ces trois ans. Travailler tous les trois dans le même bureau fut le petit plus ou “la cerise sur le gâteau” de ces années de thèse. Je n’oublie pas non plus les *précaires*: Loïc, Mickaël, Sébastien Bourguignon, Sébastien Bardeau, Patrick, Philippe, Vicky. Ils ont tous contribué à rendre cette thèse plus qu’agréable, que demander de plus lorsque le matin on est content de partir travailler..... Qu’ils sachent mon amitié.

Je voudrais adresser un remerciement particulier à mon grand-père Albert Barraud qui m’a initiée à l’astronomie en me montrant dans sa lunette Saturne avec ses anneaux, lorsque j’étais petite. Sans lui, jamais je ne me serais intéressée aux étoiles et fait cette thèse. Merci encore.

Je finis enfin par ma famille, mes parents Odile et Michel et mes frères Nicolas et Benoît (sans oublier ma belle soeur Camille) qui m’ont toujours apporté leur soutien et leur affection. Ils tiennent tous les cinq la seconde place dans mon cœur, et m’ont permis d’aller au bout de mes désirs en réalisant ce rêve d’enfant: faire de l’astrophysique.

## Résumé

Les **sursauts gamma** sont des phénomènes cosmologiques **très brefs** (de quelques millisecondes à plusieurs centaines de secondes), extrêmement **intenses** et **énergétiques**: l'énergie émise est reçue essentiellement autour de quelques centaines de keV. Depuis leur découverte à la fin des années soixante par les satellites américains de la série VELA, le mécanisme d'émission des sursauts gamma reste en partie inconnu aux astrophysiciens. Depuis 30 ans, ces phénomènes sont sources de surprises, interrogations, avancés technologiques, physiques, théoriques.

L'expérience BATSE, pendant neuf années (1991–2000) détecta en moyenne un sursaut par jour et recueillit avec succès de nombreuses données sur les sursauts gamma. Elle a montré en particulier que les sursauts gamma étaient répartis sur le ciel de manière isotrope mais non homogène, caractéristique en faveur du fait que les sursauts gamma soient à des **distances cosmologiques**. La détection ultérieure, grâce au satellite BeppoSAX (1996–2002), de contreparties X, optiques, radio appelées *afterglows* dont les redshifts sont compris entre  $z = 0.1$  et  $z = 4$  confirmèrent cette interprétation. Avec ses quelques 3000 sursauts détectés, BATSE permet de déterminer les caractéristiques temporelles et spectrales de l'émission gamma des sursauts gamma, appelée **émission prompte**. En ce qui concerne les courbes de lumière, elles sont très diverses et chaque sursaut est unique. Les spectres, par contre, sont non thermiques et sont ajustés par un modèle empirique, le modèle de Band, défini par deux lois de puissance connectées de manière continue.

Le satellite HETE-2, lancé en Octobre 2000, est dédié à l'observation des sursauts gamma dans une large gamme d'énergie s'étendant de 2 keV à 400 keV. L'instrument principal, le détecteur gamma FREGATE (6–400 keV), fut construit par le CESR à Toulouse. Je présente dans cette thèse **l'étude spectrale de 64 sursauts gamma détectés par HETE-2** entre Octobre 2000 et Avril 2004. En particulier, HETE-2 confirma l'existence de sursauts “mous”, précédemment découverts par BeppoSAX. Deux classes de sursauts ont été définies: les **X-Ray Flashes** et les **sursauts X-Ray Rich** qui sont issus avec les sursauts gamma “classiques” d'un unique phénomène dont la gamme d'énergie s'étend de quelques keV à quelques MeV (en incluant les sursauts les plus énergétiques détectés par BATSE). En mettant en commun les données de FREGATE et de la WXM (instrument X de HETE-2 dont la gamme d'énergie est comprise entre 2 keV et 25 keV), j'ai étudié les spectres dans une gamme d'énergie particulièrement large et qui se situe à basse énergie (2–400 keV). Cette gamme d'énergie m'a permis d'étudier en détails les spectres de ces sursauts mous, qui représentent approximativement les trois quarts de l'échantillon total des sursauts détectés par HETE-2. J'ai montré que ces sursauts étaient simplement des sursauts gamma mous, avec les mêmes caractéristiques temporelles et spectrales que les sursauts gamma de BATSE.

J'ai ensuite étudié un modèle théorique simplifié des chocs internes qui explique l'émission prompte des sursauts gamma. Ce modèle, aujourd'hui accepté par la majorité de la communauté met en jeu l'émission d'un vent relativiste au sein duquel se forment des chocs: les **chocs internes** qui, par émission synchrotron principalement, émettent des photons gamma de hautes énergies, formant l'émission prompte. Cette étude m'a permis, à partir de simulations numériques de générer un nombre important de sursauts gamma synthétiques. En utilisant les contraintes déterminées des caractéristiques spectrales des sursauts X-Ray Flashes et X-Ray Rich observés par HETE-2, j'ai déterminé les **principales caractéristiques intrinsèques** du modèle qui permettent de produire des X-Ray Flashes.

## Abstract

**Gamma ray bursts** are **very short** cosmological phenomena (lasting a few milliseconds to several hundred seconds), extremely **intense** and **powerful**: the emitted energy is received essentially as photons of a few hundreds of keV. Since their discovery, at the end of the sixties by American satellites of the VELA series, the emission mechanism of gamma ray bursts remains poorly understood by astrophysicists. For 30 years, these phenomena have been sources of surprises and interrogations but at the same time of technological, physical, and theoretical advances.

The BATSE experiment has detected during nine years (1991–2000) an average of one burst per day and collected successfully many data on gamma ray bursts. It has showed in particular that gamma ray bursts were distributed isotropically but nonhomogeneously on the sky, which strongly favoured a cosmological origin of gamma ray bursts. The later detection, thanks to the BeppoSAX satellite (1996–2002), of optical, X and radio counterparts, called “afterglow” whose redshifts lie between  $z = 0.1$  and  $z = 4$ , definitely confirmed the cosmological origin of gamma ray bursts. With almost 3000 bursts, BATSE allowed to determine temporal and spectral characteristics of the gamma emission of gamma ray bursts, called the **prompt emission**. Concerning light curves, they are divers and each burst is unique. Spectra, on the other hand, are non thermal and can be fit by an empirical model, called the Band model, which is defined by two power laws smoothly connected.

The HETE-2 satellite, launched in October 2000, is dedicated to the observation of gamma ray bursts in a broad energy range from 2 keV to 400 keV. The main instrument, the gamma detector FREGATE (6 – 400 keV), was built by the CESR in Toulouse. I present in this thesis **the spectral study of 64 gamma ray bursts detected by HETE-2** between October 2000 and April 2004. In particular, HETE-2 has confirmed the existence of soft gamma ray bursts, previously discovered by BeppoSAX. Two classes of bursts were defined: X-Ray Flashes and X-Ray Rich bursts which form with “classical” gamma ray bursts a single phenomenon whose typical energy range extend from few keV to few MeV (including hard gamma ray bursts detected by BATSE). Analysing jointly data of both FREGATE and the WXM (X-ray instrument of HETE-2 which energy range is 2–25 keV) allowed me to study spectra in a particularly broad energy range, covering the low energy portion of the spectrum (2 – 400 keV). Such an energy range allowed me to study in details spectra of soft gamma ray burst, which represent almost three quarters of the total sample of bursts detected by HETE-2. I have shown that these kind of bursts have the same temporal and spectral characteristics as BASTE bursts.

Then I have studied a simplified theoretical model of the internal shocks, which explains the prompt emission of gamma ray bursts. This model, nowadays accepted by the majority of the community, involves a relativistic wind into which shocks are formed, the **internal shocks** which emit high energy photons, by emission synchrotron mainly, forming the prompt emission. This study, using numerical simulations, allowed me to generate a significant number of gamma ray bursts. Using the constraints derived from the spectral characteristics of X-Ray-Flashes and X-Ray-Rich bursts detected by HETE-2, I determined the **main intrinsic characteristics** of the model which allow the production of X ray flashes.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Les sursauts gamma</b>	<b>5</b>
1.1 Histoire des sursauts gamma . . . . .	5
1.2 Caractéristiques observationnelles de l'émission prompte des sursauts gamma avant HETE-2. . . . .	12
1.2.1 Propriétés temporelles des sursauts gamma. . . . .	12
1.2.2 Durée des sursauts . . . . .	13
1.2.3 Caractéristiques spectrales . . . . .	15
1.2.4 La relation durée-dureté . . . . .	17
1.2.5 L'évolution spectrale . . . . .	18
1.2.6 La corrélation entre la dureté et l'intensité . . . . .	18
1.2.7 Autres relations . . . . .	18
1.2.8 Les X-Ray Flashes . . . . .	19
1.3 Les afterglows . . . . .	23
1.3.1 Localisations de HETE-2 . . . . .	23
1.3.2 Propriétés globales des afterglows . . . . .	23
1.3.3 Les sursauts obscurs . . . . .	24
1.3.4 Les afterglows précoces . . . . .	27
1.3.5 Lien entre sursauts gamma et supernovae . . . . .	28
1.3.6 L'environnement des sursauts et de leur progéniteur . . . . .	29
1.3.7 La cassure dans l'émission de l'afterglow: signature d'un jet relativiste collimaté? . . . . .	30
1.3.8 Spectroscopie à moyenne et haute résolution des afterglows . . . . .	30
1.3.9 Polarisation des afterglows . . . . .	31
1.3.10 Un réservoir d'énergie standard? . . . . .	32
1.4 Les modèles théoriques . . . . .	33
1.4.1 Le moteur central . . . . .	34
1.4.2 Le mécanisme d'émission . . . . .	36

1.4.3	Différents modèles: . . . . .	37
1.5	Interêt scientifique des sursauts gamma . . . . .	37
<b>2</b>	<b>Analyse des données de FREGATE/HETE-2</b>	<b>40</b>
2.1	L'expérience HETE-2 . . . . .	40
2.1.1	Description de la mission . . . . .	41
2.1.2	FREnch GAMMA ray Telescope: FREGATE . . . . .	44
2.1.3	La Wide field X-ray Monitor WXM . . . . .	47
2.1.4	La Soft X-ray Camera SXC . . . . .	48
2.1.5	Evènements détectés par HETE-2 . . . . .	48
2.2	Traitement des données . . . . .	54
2.2.1	Astronomie X et $\gamma$ . . . . .	54
2.2.2	Données de FREGATE . . . . .	58
2.2.3	Données de la WXM . . . . .	65
2.2.4	Détermination de l'angle d'incidence du sursaut gamma . . . . .	66
2.2.5	XSPEC: un logiciel de traitement de données X et gamma . . . . .	67
2.2.6	Les modèles utilisés pour ajuster les spectres des sursauts gamma . . . . .	69
2.3	Exemple du traitement d'un sursaut: des données envoyées par FREGATE et la WXM au spectre joint . . . . .	71
2.3.1	Transformation des données . . . . .	72
2.3.2	Utilisation de XSPEC . . . . .	75
2.3.3	Spectres joints avec les données de la WXM . . . . .	76
2.4	Résultats des ajustements spectraux . . . . .	77
2.4.1	Critères de sélection . . . . .	78
2.4.2	Liste des sursauts détectés par HETE-2/FREGATE . . . . .	79
2.4.3	Modèle GRBM: paramètres spectraux . . . . .	81
2.4.4	Modèle CTPL: paramètres spectraux . . . . .	81
<b>3</b>	<b>Etude spectrale de l'émission prompt</b>	<b>86</b>
3.1	Distribution des paramètres spectraux . . . . .	86
3.1.1	Distribution de $\alpha$ . . . . .	87
3.1.2	Distribution du $E_p$ . . . . .	91
3.1.3	Distribution de $\beta$ . . . . .	92
3.1.4	Conclusions sur les paramètres spectraux dérivés des modèles CTPL et GRBM pour les sursauts détectés par HETE-2 . . . . .	93
3.2	Relations spectrales . . . . .	93
3.2.1	Relation dureté-intensité . . . . .	94
3.2.2	Diagramme fluence-fluence . . . . .	94



3.2.3	Relation dureté- $E_p$ . . . . .	95
3.2.4	Relation d'Amati . . . . .	96
3.3	Nature des XRFs . . . . .	97
3.3.1	XRFs: des sursauts à grand redshift? 98	
3.3.2	Durées 101	
3.3.3	Redshift d'un XRF 101	
3.3.4	Autres modèles susceptibles d'expliquer les XRFs . . . . .	102
3.3.5	Les XRFs: des sursauts gamma 102	
3.4	Les sursauts courts . . . . .	103
3.4.1	Caractéristiques des sursauts courts . . . . .	104
3.5	Identification des sursauts dans le champ de vue de FREGATE. . . . .	105
3.6	Observation d'une seconde coupure à basse énergie dans les spectres de deux sursauts . . . . .	107
3.6.1	Modèle spectral . . . . .	108
3.6.2	GRB 030519 . . . . .	108
3.6.3	GRB 020813 . . . . .	111
3.6.4	Interprétations . . . . .	112
3.6.5	Conclusions sur l'observation d'une seconde cassure à basse énergie. .	114
3.7	Conclusions sur l'étude spectrale de l'émission prompte des sursauts gamma	115
<b>4</b>	<b>Modèle des chocs internes/externes et nature des XRFs</b>	<b>116</b>
4.1	Le modèle des chocs internes/externes. . . . .	116
4.1.1	Le vent relativiste ou fireball . . . . .	118
4.1.2	Processus de radiation: le mécanisme synchrotron . . . . .	120
4.1.3	Les chocs internes . . . . .	124
4.1.4	Le choc externe et le choc en retour . . . . .	126
4.2	Caractérisation des X-Ray Flashes: première approche avec un modèle sim- plifié des chocs internes . . . . .	127
4.2.1	Les chocs internes: conditions initiales et évolution du vent . . . . .	127
4.2.2	Processus d'émission . . . . .	128
4.2.3	Spectre du sursaut résultant . . . . .	129
4.2.4	Premiers résultats . . . . .	130
4.2.5	Premières conclusions sur la nature des X-Ray Flashes . . . . .	132
4.3	Caractérisation des X-Ray Flashes: seconde approche avec un modèle ru- dimentaire des chocs internes . . . . .	133

4.3.1	Le modèle simplifié des chocs internes . . . . .	133
4.3.2	Valeurs des paramètres $x$ , $y$ et $C_p$ . . . . .	135
4.3.3	Définition d'un X-Ray Flash . . . . .	138
4.3.4	Résultats: . . . . .	138
4.3.5	Interprétations . . . . .	145
4.4	Nature des XRFs . . . . .	146
<b>Conclusion</b>		<b>148</b>
<b>Annexes</b>		<b>151</b>
<b>A Emission synchrotron</b>		<b>151</b>
<b>B Publications</b>		<b>154</b>
<b>C 64 sursauts de HETE-2</b>		<b>157</b>
<b>Liste des figures</b>		<b>157</b>

# Introduction

Depuis que l'Homme est né et dans toutes les civilisations anciennes, l'astronomie joue un très grand rôle, et les connaissances dans ce domaine sont nombreuses et précises. À l'époque de la préhistoire et de ses monuments mégalithiques puis plus tard en Mésopotamie, Égypte, Chine, Inde ou en Amérique du sud, les premiers textes écrits révèlent une astronomie déjà florissante. Au début du VI<sup>e</sup> siècle av. J.-C., les idées sur l'Univers changent de nature: il ne s'agit plus de décrire des mouvements, ou d'imaginer toutes sortes de personnages irréels, il s'agit de *comprendre*. Ce qui naît à cette époque, c'est au-delà de l'astrophysique et de la physique, c'est la science, ou plutôt son "moteur": la **curiosité scientifique**. Les Grecs contribuèrent considérablement au développement de l'astronomie. Le philosophe grec Thalès aurait prédit avec succès plusieurs éclipses, notamment l'éclipse solaire de 585 av. J.-C., qui mit un terme à la guerre entre les Mèdes et les Lydiens.

L'histoire de l'astronomie connut un tournant important au XVI<sup>e</sup> siècle grâce aux travaux de l'astronome polonais Nicolas Copernic. Dans son traité intitulé "De revolutionibus orbium coelestium libri VI (1543)", il critiqua le modèle géocentrique de Ptolémée (~ 140 ap. J.-C.) et montra que les mouvements des planètes peuvent s'expliquer par un système héliocentrique. Publiées en 1543, les idées de Copernic ne sont condamnées par l'Eglise qu'en 1616. Ses idées sont devenues soudainement dangereuses après que Galilée en 1610 ait publié, dans le "Message céleste" tout ce que sa lunette lui a rapidement permis de découvrir dans le ciel.

C'est au XIX<sup>e</sup> siècle, essentiellement à partir des études spectrographiques, que s'épanouit l'étude de l'Univers lointain, un Univers dont les limites reculent à mesure que les moyens d'étude se perfectionnent et se diversifient. Jusqu'à la veille de la seconde guerre mondiale, notre connaissance de l'Univers lointain reposait uniquement sur les messages de la lumière visible que nous en recevions, c'est-à-dire ceux transportés par la partie visible du spectre des radiations électromagnétiques. Or la lumière visible ne forme qu'une toute petite fraction de ce spectre, qui s'étend des ondes radio au rayonnement gamma. La deuxième moitié du XX<sup>e</sup> siècle voit s'ouvrir, l'une après l'autre, toute une série de nouvelles fenêtres sur l'Univers. La première, exploitable dès les années 1960 fut la radio-astronomie, grâce à laquelle les radioastronomes découvrirent des objets célestes inimaginables quelques années plus tôt, les quasars d'abord, puis les pulsars. Les autres fenêtres ne pouvaient pas s'ouvrir pour des instruments basés à terre, car l'atmosphère absorbe les radiations correspondantes. C'est seulement en s'élevant au-dessus de l'atmosphère, avec des ballons stratosphériques, des fusées, puis avec des satellites, que l'on a pu non seulement étudier le rayonnement infrarouge ou ultraviolet, mais aussi les rayonnements X et, plus récemment encore, gamma.

Le relatif retard de l'astronomie gamma est dû au fait que le rayonnement gamma est

très difficile à observer: tout d'abord parce que notre atmosphère constitue un écran totalement opaque au rayonnement gamma, cela signifie qu'il faut s'en affranchir en plaçant le détecteur dans un ballon ou à bord d'un satellite. L'autre difficulté de l'astronomie gamma provient de la nature même du rayonnement gamma. Plus la fréquence d'un photon est grande, plus son énergie est élevée: à quantité d'énergie égale, une source émettrait un million de fois moins de photons gamma que de photons visibles. Comme ce sont les photons que l'on détecte, le signal de cette source apparaîtrait beaucoup plus faible (en nombre de photons) dans le domaine gamma que dans le domaine visible. Il n'existait de plus, ni lentille, ni miroir pour focaliser des photons de si haute énergie: celle-ci est en effet tellement grande que la matière les perçoit beaucoup plus comme des projectiles que comme des ondes que l'on peut réfléchir ou focaliser (aujourd'hui des projets de lentilles gamma, comme la lentille CLAIRE mise au point par le CERN à Toulouse [59], sont en cours et présentent une perspective prometteuse pour l'instrumentation future). Les astronomes ont résolu en partie ce problème, grâce à l'utilisation d'un masque codé opaque aux rayons gamma: percé d'un motif particulier et placé au dessus du détecteur, le masque projette l'ombre de la source de rayons gamma sur le détecteur. La position des zones éclairées permet de calculer la position de la source. Le principe du masque codé a été découvert par Aristote ( $\sim 300$  av. J.-C.): alors qu'il se promenait sous l'ombre d'une rangée d'arbres, il constata que les taches lumineuses sur le sol dues au Soleil avaient la forme du Soleil, et non pas celle des trous dans les branchages. Ainsi, les arbres faisant office de masque codé, l'image du Soleil était reconstituée sur le sol sans lentille, ni miroir!

L'astronomie gamma permet de découvrir de nouvelles sources dont le rayonnement était issu de phénomènes particulièrement violents. C'est le cas des sursauts gamma qui ont été découverts en 1967 par les satellites américains de la série VELA. Ces satellites étaient dédiés à la détection d'éventuelles explosions nucléaires clandestines soviétiques. Le premier événement a été détecté en 1967 mais l'existence des sursauts gamma ne fut annoncée à la communauté scientifique que 6 ans plus tard par Klebesadel et al. en 1973 [72]. Et depuis 30 ans, cette nouvelle classe de phénomènes astrophysiques ne cesse d'intriguer la communauté scientifique.

Les sursauts gamma sont des **bouffées de rayons gamma qui ont des durées très courtes** (quelques ms à  $\sim 1000$  s) et qui sont **très énergétiques** (les photons ont des énergies comprises entre quelques keV et plusieurs dizaines de GeV). Depuis leur découverte, de nombreuses missions d'observation des sursauts gamma ont été mises en place. Le premier chapitre de cette thèse concerne l'histoire des ces découvertes. J'ai choisi de détailler le contexte historique des sursauts gamma car les grandes découvertes dans ce domaine se sont faites depuis une dizaine d'années autour de la détection des afterglows (contrepartie multi-longueur d'onde de l'émission gamma des sursauts qui peut durer jusqu'à plusieurs mois après la détection gamma). En particulier, HETE-2, l'expérience que j'ai suivie pendant toute la durée de ma thèse, a permis des observations fondamentales car elle fournissait les positions des sursauts en temps réel. **Ce premier chapitre retrace toutes les étapes importantes de l'histoire des sursauts gamma.** Il est principalement basé sur les résultats de trois missions clés qui ont permis d'avancer dans la compréhension de ces phénomènes:

**BATSE (1991–2000):** détecta près de 3000 sursauts en 9 ans (en comparaison, HETE-2 détecta une centaine de sursauts en 4 ans). Les résultats de BATSE montrèrent d'une part que la distribution des sursauts sur le ciel était parfaitement isotrope et, de plus, inhomogène en distance, révélant un déficit de sursauts faibles par rapport

à une distribution homogène dans un univers euclidien. Ces résultats allaient plutôt en faveur d’une origine cosmologique des sursauts gamma contrairement à l’origine galactique qui était supposée à l’époque. L’importance de l’échantillon de BATSE permit d’autre part d’établir des propriétés temporelles et spectrales des sursauts gamma.

**BeppoSAX (1996–2002)** : permet de découvrir les afterglows: contrepartie X, optique, infra-rouge ou radio des sursauts gamma grâce à des localisations rapides. Cette découverte permet d’établir l’origine cosmologique des sursauts qui fut confirmée par la mesure de nombreux redshifts jusqu’à  $z \sim 4$ . Les observations de BeppoSAX montrèrent qu’il existait une population de sursauts qui était émise à basse énergie; ces sursauts furent nommés **X-Ray Flashes**.

**HETE-2 (2000–??)**: fournit la position des sursauts en temps réel. Les résultats de HETE-2 permirent entre autre de résoudre en partie le mystère des *sursauts obscurs*, de faire le *lien entre les supernovae et les sursauts gamma*, de réduire les délais de localisation et de permettre l’observation de sursauts particulièrement mous: *les sursauts X-Ray Rich et X-Ray Flashes*.

Le second chapitre de cette thèse décrit l’expérience HETE-2, les différents détecteurs à son bord et le traitement des données du détecteur gamma: FREGATE (FRench GAMMA-ray TELEscope), construit par le CESR à Toulouse. Cette expérience est une collaboration internationale (Américaine, Japonaise et Française) mise en place pour observer les sursauts gamma dans différentes longueurs d’onde dans le but de déterminer l’origine et la nature des sursauts gamma. Outre le fait qu’elle fournit les positions des sursauts gamma en temps réel, l’expérience HETE-2 est particulièrement intéressante puisqu’elle observe les sursauts gamma dans une **large gamme d’énergie continue, s’étendant de 2 keV à 400 keV**. Les deux instruments principaux de HETE-2, ont des gammes d’énergie qui se recouvrent: la WXM détecte les sursauts entre 2 et 25 keV et FREGATE entre 6 et 400 keV. Cette gamme d’énergie permet d’étudier pour la première fois, en détails l’émission prompte des sursauts gamma aux basses énergies. Le travail principal de ma thèse est basé sur l’étude de l’émission prompte des sursauts gamma détectés par FREGATE. J’explique dans ce chapitre **le traitement spectral nécessaire** pour pouvoir interpréter les observations.

Les diverses interprétations de l’analyse de l’émission prompte des sursauts détectés par HETE-2/FREGATE sont présentées dans le chapitre 3. Je montre dans un premier temps les distributions des différents paramètres spectraux caractéristiques des sursauts gamma, puis le principal résultat de cette étude qui est la confirmation de l’observation de sursauts particulièrement mous: les **sursauts X-Ray Rich et les X-Ray Flashes**. Ces sursauts ont été observés pour la première fois avec l’expérience BeppoSAX et se distinguent des sursauts gamma *classiques* par leur faible énergie: le maximum d’énergie est émis en dessous de 50 keV (dans le cas des sursauts *classiques*, ce maximum se situe vers 200 keV). La gamme d’énergie particulière de HETE-2 m’a permis d’étudier précisément ces phénomènes et de montrer que tous ces sursauts: X-Ray Flashes, sursauts X-Ray Rich et sursauts gamma “classiques” étaient issus du même phénomène physique et formaient une classe unique dont l’énergie caractéristique s’étend sur plusieurs décades en énergie, de quelques keV à plusieurs MeV. L’étude spectrale de l’émission prompte des sursauts gamma à basse énergie m’a aussi permis d’observer une composante supplémentaire dans les spectres, sous la forme d’une **cassure dans la pente à basse énergie**.

Le dernier chapitre de cette thèse, dans la continuité du précédent, présente l’étude

théorique de la nature des sursauts mous (X-Ray Flashes et sursauts X-Ray Rich). Le modèle choisi pour ces simulations est celui des **chocs internes/externes**. Dans ce modèle, qui est aujourd'hui un consensus, une quantité d'énergie très importante est émise d'un trou noir en rotation formé à la suite soit de l'effondrement d'une étoile massive, soit de la fusion d'un système binaire compact (deux étoiles à neutron ou une étoile à neutron et un trou noir). Cette énergie est émise sous la forme d'un vent relativiste qui peut être modélisé par une succession de couches qui ont des vitesses relativistes différentes. Lorsque les couches les plus rapides rattrapent les plus lentes, il se forme des chocs: **les chocs internes** durant lesquels sont émis des photons de très haute énergie par **émission synchrotron** principalement. Ce sont ces photons que l'on détecte en rayonnement gamma et qui sont responsables de l'émission prompte. Lorsque le vent interagit ensuite avec le milieu interstellaire, il se forme le **choc externe** d'où sont émis des photons de plus basses énergies qui constituent l'afterglow. Une étude simplifiée des chocs internes, m'a permis de simuler un grand nombre de sursauts gamma dont une fraction significative présentait les caractéristiques observationnelles des sursauts gamma mous. J'ai pu à partir du modèle des chocs déterminer les **caractéristiques du vent spécifiques aux sursauts mous**.

Ce travail de thèse m'a permis d'aborder les différentes facettes des sursauts gamma et plus particulièrement de l'émission prompte. Pendant trois ans, j'ai suivi l'expérience HETE-2 et toutes les découvertes qu'elle a permises, en particulier dans le domaine des afterglows. Concernant l'émission prompte, HETE-2 a principalement confirmé l'existence de sursauts mous dont on pense aujourd'hui fortement qu'ils forment une unique classe très étendue en énergie de sursauts gamma. L'étude théorique des chocs internes montre que ce modèle est capable de reproduire cette classe de sursauts gamma mous.

# Chapitre 1

## Les sursauts gamma

Je propose dans ce chapitre de présenter un panorama rapide des sursauts gamma. Un sursaut gamma est un phénomène explosif extrêmement énergétique et d'origine cosmologique. Le mécanisme responsable de ce phénomène peut se diviser en trois: le **moteur central et l'accélération du vent**, au sein duquel ont lieu les **chocs internes** à l'origine de l'**émission prompte**, très brève que l'on observe en rayonnement gamma, et finalement les **chocs externes** qui forment l'**afterglow**, résidu de l'explosion et de son interaction avec l'environnement direct de la source. Le sujet de ma thèse est basé uniquement sur l'étude observationnelle et théorique des caractéristiques de l'émission prompte. Cette phase commence peu à peu à être comprise. Concernant les deux autres phases, l'accélération du vent par le moteur central est très peu comprise, par contre l'afterglow est la phase la plus étudiée et commence à être de plus en plus claire. Cependant ces trois phases sont indissociables et c'est pour cette raison, en partie, que j'ai choisi de les présenter dans ce premier chapitre. La seconde raison de ce choix vient du fait que les avancées les plus spectaculaires dans la compréhension des sursauts gamma viennent de celle de l'afterglow. Depuis maintenant presque trois ans que je travaille sur ce sujet, la découverte d'afterglows et des phénomènes qui les entourent sont des moments très excitants et passionnants. Je désire donc dans ce chapitre transmettre cet enthousiasme de voir des phénomènes évoluer, animer toute la "communauté des sursauts".

Je commence par faire un résumé de l'histoire des sursauts gamma. Je présente ensuite les caractéristiques de l'émission prompte qui seront le point de départ des études que j'ai menées. Puis je m'attarde plus longuement sur la phase de l'afterglow, je détaille les observations qui ont été faites avant et pendant ma thèse ainsi que les interprétations qui en ont été déduites. Enfin j'aborde succinctement les modèles théoriques, et particulièrement celui des **chocs internes/externes**. Je reviendrai sur ce modèle ainsi que sur les mécanismes d'émission dans le chapitre 4.

### 1.1 Histoire des sursauts gamma

Les sursauts gamma ont été découverts par hasard en 1967 par les satellites américains de la série VELA. Ces satellites militaires composés de détecteurs de rayons X, gamma et de neutrons avaient pour mission de détecter d'éventuelles explosions nucléaires clandestines Soviétiques. Ils avaient été mis en place à la suite des traités internationaux interdisant les essais nucléaires dans et en dehors de l'atmosphère. Le premier sursaut

gamma fut détecté en 1967 mais leur existence ne fut annoncée à la communauté scientifique que 6 ans plus tard par Klebesadel et al. en 1973 [72]: il fallu effectivement se persuader d'abord que ces rayons gamma détectés ne provenaient ni de la Terre ni de l'atmosphère, mais qu'ils arrivaient bien de l'espace. Une nouvelle classe de phénomènes astrophysiques de haute énergie était née et fut baptisée **Gamma Ray Burst**<sup>1</sup> (sursaut gamma en français). Ces sursauts gamma, comme leur nom l'indique, sont des *bouffées de rayons gamma* de *très courte durée*: quelques milli secondes à plusieurs minutes, et de *très haute énergie*: les photons reçus ont des énergies comprises entre quelques keV et plusieurs dizaines de GeV. Ils sont tellement énergétiques que le flux de rayons gamma émis excède pendant ces quelques secondes le flux reçu de toutes les autres sources astronomiques réunies. Ils sont ainsi facilement observables avec de simples détecteurs. Ces sursauts apparaissent sur le ciel de façon aléatoire tant au niveau de leur position que de leur date avec une fréquence d'environ deux fois par jour (en considérant le seuil de détection des détecteurs actuels).

Cette découverte fut rapidement confirmée par des observations russes en 1971 du satellite COSMOS 461 [91] et américaines du satellite IMP-6 [23] à la suite desquelles de nombreuses missions d'observations des sursauts gamma furent lancées afin de comprendre ce nouveau phénomène. On peut citer plus d'une vingtaine d'expérience en trente ans. Par ordre chronologique: les expériences américaines sur les sonde PVO (Pioneer Venus Orbiter: 1978–1992) et ISEE (International Sun Earth Explorer: 1978–1982), les expériences franco-soviétiques SIGNE embarquées sur les satellites Prognoz 6 7 et 9 (1977–1978; 1978–1979; 1983–1984) et les sondes interplanétaires Venera 11 et 12 (1978–1980), 13 et 14 (1981–1983), les expériences américaines sur la mission allemande Helios 2 (1976–1981), sur la mission SMM (Solar Maximum Mission: 1980–1989), l'instrument Lilas franco-soviétique sur la sonde Phobos (1988), la mission japonaise Ginga (1987–1991), les trois expériences PHEBUS, KONUS-B et TOURNESOL à bord du satellite Russe GRANAT (1989–1998), un détecteur gamma sur la sonde ULYSSES (lancé en 1990), les expériences TGRS et KONUS à bord de la sonde WIND (lancée en 1994), les expériences BATSE à bord de CGRO (1991–2000) et le satellite Italo-néerlandais BeppoSAX (1996–2002). Je décris ces deux dernières expériences plus précisément dans les paragraphes suivants. Et finalement la dernière expérience en cours le satellite HETE-2 lancé en Octobre 2000 et avec lequel je travaille.

Pendant une vingtaine d'années, après leur découverte, de nombreuses propriétés des sursauts gamma furent établies et de nombreuses théories élaborées. Après l'observation d'une grande variabilité dans les profils temporels et de raies d'absorptions vers 20–40 keV dans les spectres de Ginga interprétées comme des absorptions cyclotron, un premier modèle émergea dans le milieu des années 80. Ce modèle, accepté par une fraction importante de la communauté, était basé sur des étoiles à neutrons galactiques possédant un fort champ magnétique. Ces étoiles accrétaient de la matière et les sursauts étaient dus au rayonnement gamma émis lors d'explosions thermonucléaires à la surface de l'étoile par analogie avec les modèles expliquant les sursauts X (voir section 2.1.5).

En 1991, démarra l'expérience COMPTON-GRO (Gamma-Ray Observatory) avec à son bord le détecteur BATSE (Burst And Transient Spectrometer Experiment) qui révolutionna le monde des sursauts gamma. Cet instrument constitué de 8 paires identiques de détecteurs NaI [88] couvrait le ciel entier dans une gamme d'énergie entre 20

---

1. Les sursauts gamma sont souvent désignés par GRB (Gamma Ray Burst). Un sursaut détecté à une date JJ/MM/AA sera désigné GRB AAMMJJ. Si plusieurs sursauts ont été détectés le même jour, une lettre *a b c ...* est ajoutée. Par exemple le sursaut du 25 Décembre 2000 sera noté GRB 001225.



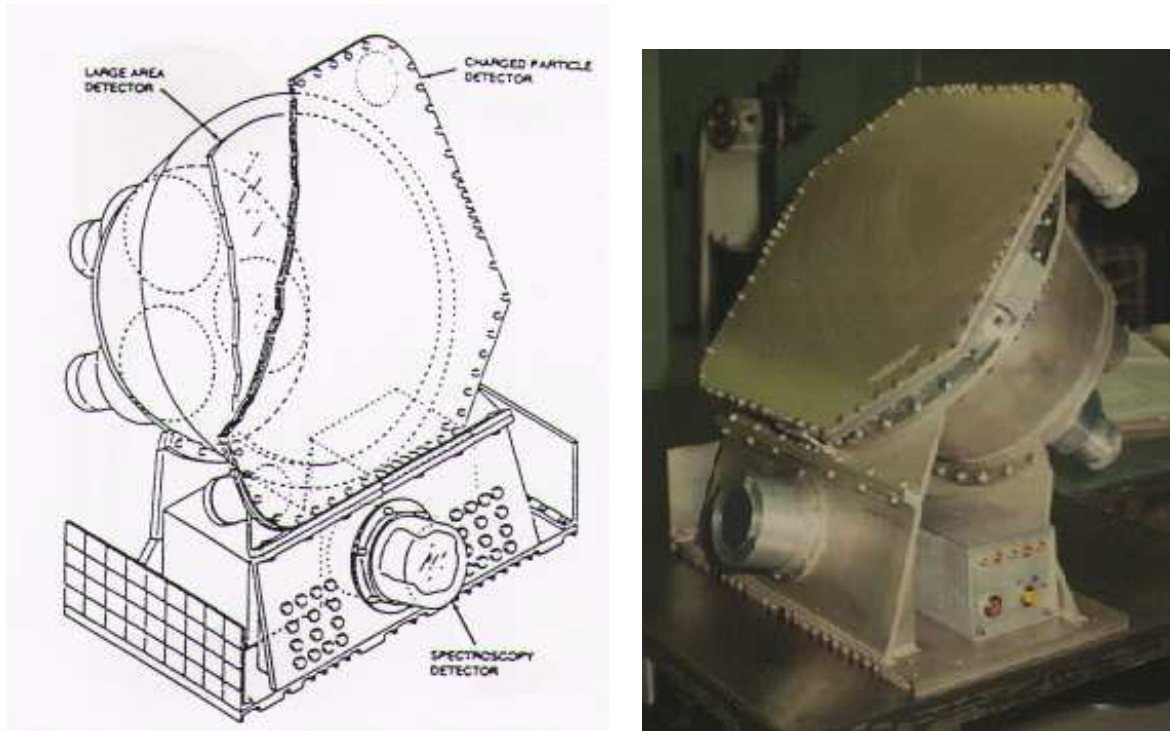


FIG. 1.1 – Schéma et photo d'un des huit détecteurs identiques de BATSE [88]. Chaque module est constitué d'un détecteur à grand champ LAD (Large Area Detector) et d'un spectrographe SD (spectroscopy detector).

keV et 10 MeV. Un des huit modules de BATSE est montré schématiquement et en photo sur la figure 1.1. Chaque module est constitué d'un détecteur grand champ LAD (Large Area Detector) optimisé pour la sensibilité et la réponse directionnelle et d'un spectrographe SD (Spectroscopy Detector) optimisé pour sa gamme en énergie et sa résolution. La surface d'un LAD est de  $2000 \text{ cm}^2$ , à titre de comparaison la surface d'un des plus grands détecteurs embarqués sur HETE-2, la WXM (Wide field X-ray Camera) est de  $175 \text{ cm}^2$ . Avec une sensibilité entre 5 et 10 fois supérieure à celle des expériences antérieures, BATSE détecta en moyenne un sursaut gamma par jour pendant 9 années. Avec près de 3000 sursauts gamma détectés, des propriétés importantes sur les sursauts gamma furent établies, en particulier concernant les caractéristiques temporelles et spectrales de l'émission prompt (je développerai ces points dans les paragraphes suivants). De nouveaux modèles théoriques furent aussi élaborés.

Le succès de l'expérience BATSE vient du fait qu'elle a fourni la position et l'intensité de plus de 2000 sursauts gamma. Les résultats montrèrent très rapidement, dès les six premiers mois d'observation que quelque soit la nature du sursaut, court ou long, dur ou faible, la distribution des sursauts gamma dans le ciel était **isotrope**. La figure 1.2 montre cette isotropie qui fut confirmée 9 ans plus tard avec un haut niveau statistique. Certes, les positions fournies par BATSE n'étaient pas très précises (les boîtes d'erreur typiques étaient de  $5^\circ$ ), mais pouvaient être affinées par triangulation en utilisant les coordonnées fournies par d'autres satellites (tels que ULYSSES, KONUS). Ce réseau de localisation des sursauts s'appelle InterPlanetary Network, IPN (voir section 2.1.1).

En ce qui concerne l'intensité des sursauts, la figure 1.3 montre la distribution d'intensité des sursauts de BATSE. Pour calculer cette distribution, on utilise le flux au

## 2704 BATSE Gamma-Ray Bursts

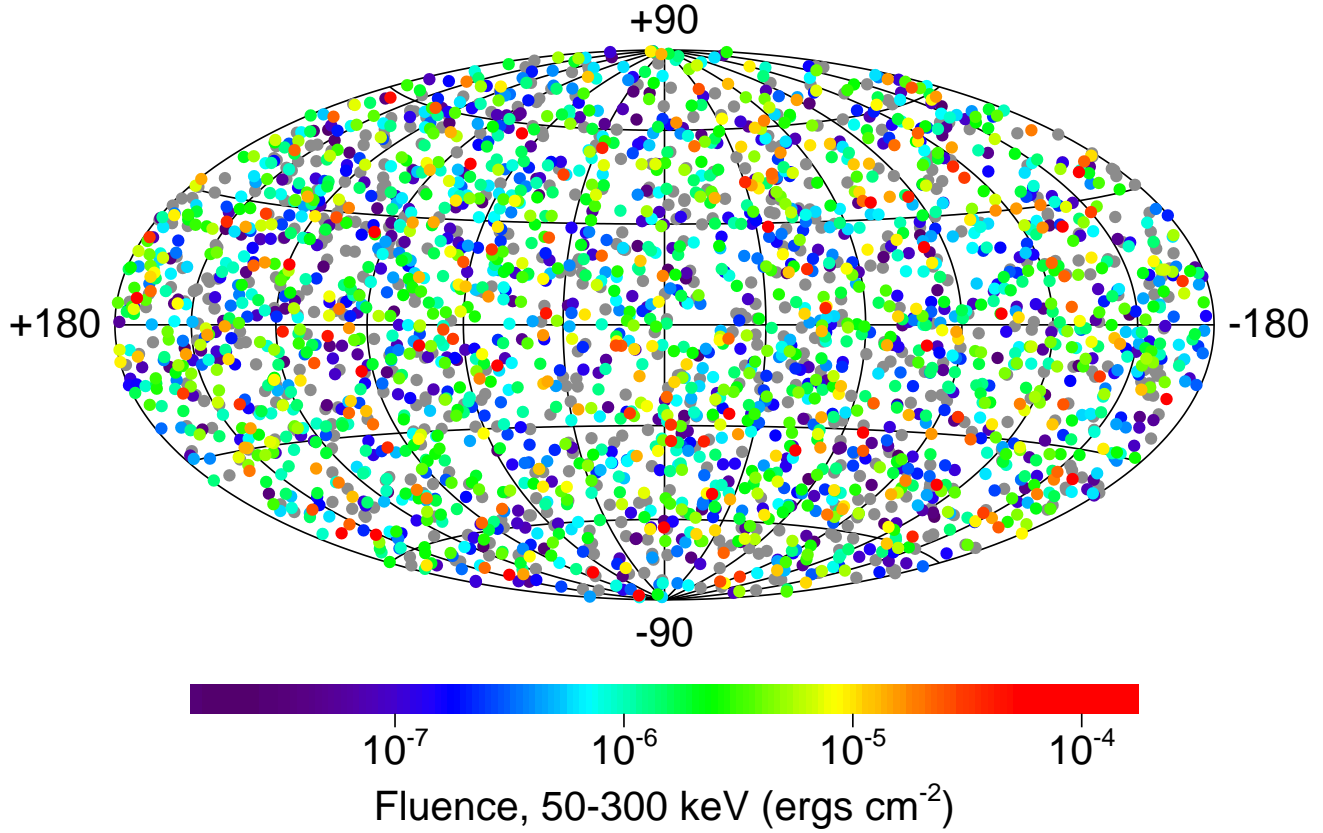


FIG. 1.2 – Répartition isotrope dans le ciel des 2704 sursauts gamma enregistrés par BATSE durant ses 9 années d'observation [20].

maximum des sursauts en  $\text{photon.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Si les sources (sans hypothèse sur la nature du phénomène) étaient distribuées de façon homogène dans un espace euclidien (les fonctions de densité et de luminosité étant indépendantes de la position dans l'espace), la distribution des sursauts devrait suivre la fonction  $N(> P) \propto P^{-3/2}$  où  $N$  est le nombre de sursauts gamma dont l'intensité au maximum est supérieure au seuil  $P$ , le flux de photons. On remarque que cette distribution s'écarte de la pente en  $-3/2$  pour des sursauts ayant un flux  $P$  petit qui correspond aux sursauts faibles. Cette distribution révèle donc un déficit de sursauts ayant un faible flux au maximum. L'origine des sursauts fut alors remise en question et l'hypothèse d'une origine cosmologique (phénomènes se produisant à des distances de plusieurs centaines de Mpc) a commencé à rencontrer un support grandissant dans la communauté. Dans le cadre d'une origine cosmologique, l'isotropie est alors naturelle et l'**inhomogénéité en distance** s'interprète comme un effet dû à l'expansion de l'univers qui se fait sentir dès lors que les distances deviennent cosmologiques ( $z \sim 1$ ).

Cette *distribution isotrope et inhomogène en distance* des sursauts gamma s'explique alors simplement si les sources des sursauts gamma sont situées à des *distances cosmologiques* favorisant des modèles de sources extra-galactiques. Ce résultat éliminait de facto le modèle des étoiles à neutrons dans un disque galactique, mais un modèle du même

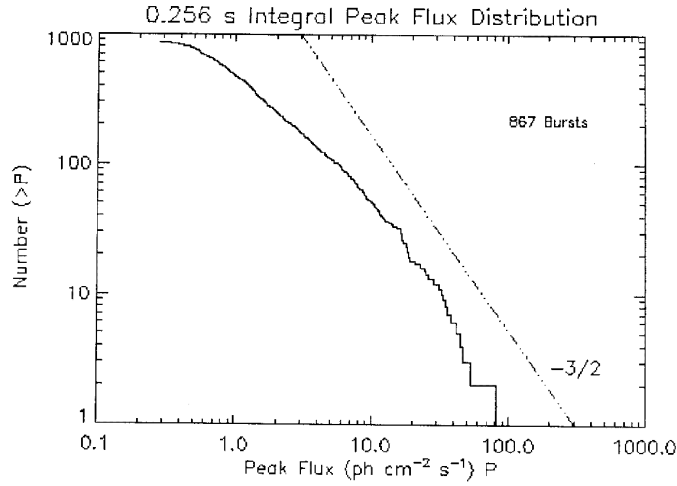


FIG. 1.3 – *Distribution d'intensité des sursauts de BATSE. En abscisse, le flux  $P$  au maximum des sursauts ici en  $\text{photon.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et en ordonnée, le nombre  $N$  de sursauts dont le flux au maximum est supérieure au seuil  $P$ . Si les sources étaient représentées par une distribution homogène dans un espace euclidien, la distribution devrait suivre la fonction  $N(>P) \propto P^{-3/2}$ . On remarque sur cette figure qu'il y a un déficit de sursauts de faible flux.*

genre mettant en jeu des étoiles à neutrons situées dans un halo galactique étendu persista jusqu'à la découverte des premiers redshifts en 1997 grâce au satellite BeppoSAX ([19], [81], [21]).

Cette hypothèse de **sources cosmologiques** fut établie de manière irréfutable en 1997 par les observations du satellite Italien BeppoSAX (avec une participation hollandaise) qui était équipé de deux caméras X grand champ (WFC réalisées par le SRON aux Pays Bas), rendant possible la localisation rapide (en quelques heures) et précise ( $3'$ ) des sursauts gamma. Les localisations de BATSE n'étaient en effet pas assez précises pour permettre aux observateurs de rechercher rapidement d'éventuelles contreparties, appelées aujourd'hui **afterglows**, à la position du sursaut dans les heures qui le suivaient.

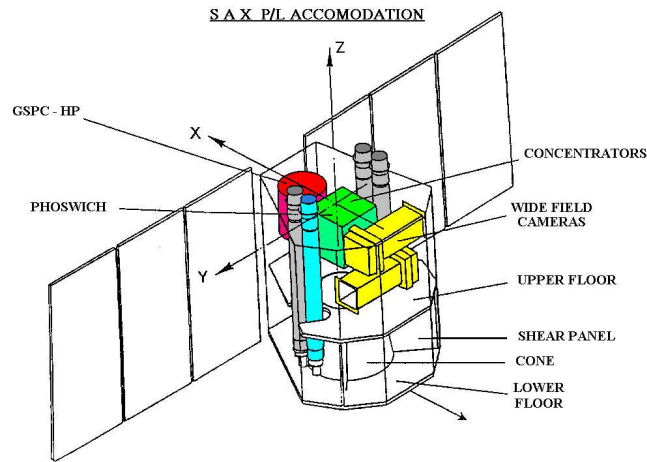


FIG. 1.4 – *Les différents instruments (GRBM, WFC, NFI) à bord du satellite Italien BeppoSAX [127].*

Le satellite BeppoSAX a été mis en orbite en Avril 1996, transportant à son bord divers types d'instruments [18] (voir figure 1.4). Le détecteur gamma (GRBM Gamma Ray Burst Monitor) est composé de 4 scintillateurs NaI(Tl)/CsI(Na) identiques, chacun ayant une surface de  $1100 \text{ cm}^2$ . Le champ de vue du système est  $\sim 4\pi$  stéradians et sa gamme d'énergie est 40–700 keV. La localisation des sursauts est assurée par 2 caméras X grand champ (WFC Wide Field Camera) dont le champ de vue est de  $40^\circ \times 40^\circ$  et la gamme d'énergie comprise entre 2 keV et 28 keV. Un troisième type d'instrument embarqué sur le satellite permettait de faire une localisation plus précise, ce sont les instruments NFI (Narrow Field Instruments) à champ réduit. Ils sont constitués de trois concentrateurs de moyenne énergie (MECS: 1–10 keV) et un de basse énergie (LECS: 0.1 – 9 keV) avec un champ de  $30'$ , d'un compteur proportionnel à gaz scintillant hautement pressurisé (High Pressure Gas Scintillation Proportional Counter) avec une gamme d'énergie de 4–60 keV et un champ de vue de  $1.1^\circ$  et d'un système de détection PDS (Phoswich Detector System) avec une gamme d'énergie de 15–300 keV et un champ de vue de  $1.3^\circ$ . Le satellite pouvait être réorienté en 5–8 heures après la localisation du sursaut pour pointer les NFI en direction de la boîte d'erreur et détecter un éventuel afterglow en rayons X.

Ces localisations rapides ont permis de démarrer la recherche d'éventuels afterglows à la position du sursaut gamma quelques heures après l'alerte contre les plusieurs semaines qui étaient souvent nécessaires avec BATSE associé au réseau IPN. De nombreuses contreparties de sursauts gamma furent observées en rayons X, optique et radio: ce fut une autre grande découverte dans le monde des sursauts gamma. GRB970228 [26] fut le premier sursaut dont l'afterglow fut rapidement détecté. Les observations avec les NFI débutèrent 8 h après l'alerte du sursaut et une nouvelle source X fut détectée dans le champ de vue de l'instrument, pendant cette observation il fut observé que le flux de la source avait diminué. Deux jours plus tard, de nouvelles observations furent programmées confirmant la diminution du flux de la source. La figure 1.5 montre les deux observations séparées d'une durée de deux jours. La diminution du flux suit une loi de puissance en  $t^{-1.3 \pm 0.1}$ . Ces observations furent largement confirmées par la suite par de nombreuses observations de divers instruments.

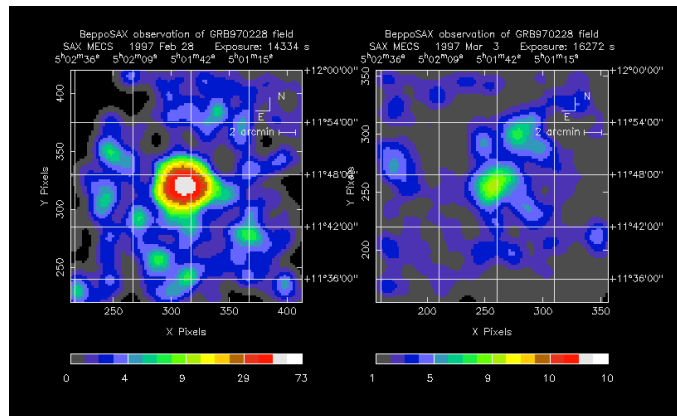


FIG. 1.5 – *Afterglow X du sursaut du 28 Février 1997 détecté par BeppoSAX. Cette image montre les deux observations faites à deux jours d'intervalle avec les instruments à faible champ de vue (NFI) embarqués sur le satellite [26].*

Les observations de BeppoSAX permirent aussi de déterminer rapidement le premier **redshift** d'un sursaut gamma par deux techniques: grâce à la détection de raies d'absorption dans les spectres des afterglows ou grâce à l'observation de la galaxie hôte (tous

les sursauts qui ont un afterglow ont pu être associés à des galaxies hôtes). La mesure du premier redshift revient au sursaut GRB970508 dont la valeur  $z=0.835$  [93] déduite des raies d'absorption fut longuement discutée et finalement tranchée par l'observation quelques mois plus tard de la galaxie hôte avec le Keck et le HST. Ce sursaut a aussi la particularité d'avoir été le premier détecté en radio avec le VLA. L'observation par la suite de raies d'émission provenant des galaxies hôtes des sursauts permet de fournir aussi des valeurs de redshifts tels que  $z=3.418$  pour GRB971214 [78]. Après ces déterminations de redshifts plus aucun doute ne subsistait, les sursauts gamma étaient bien d'**origine cosmologique**.

L'origine cosmologique des sursauts gamma admise, il fallut se rendre à l'évidence que ces sources étaient alors beaucoup plus lumineuses que ce qui était précédemment admis: elles émettaient, en faisant l'hypothèse aujourd'hui rejetée de rayonnement isotrope, entre  $10^{51}$  et  $10^{54}$  erg en quelques secondes, ce qui correspond à peu près à entre une et dix mille fois l'énergie cinétique totale isotropique émise pendant l'explosion d'une supernova de type explosif Ic ou II. Cette très grande luminosité faisait des sursauts gamma les sources les plus lumineuses de l'univers pendant les quelques secondes de leur émission. Nous verrons dans la partie 1.3.10 que la détection d'une cassure dans la plupart des afterglows laisse supposer aujourd'hui que les jets émis lors du sursaut gamma sont collimatés dans un cône plus ou moins étroit et non isotropes.

Le satellite HETE-2 lancé en Octobre 2000 contribua et contribue encore aujourd'hui à la compréhension des sursauts gamma, entre autre grâce à la localisation des sursauts en temps réel qu'il fournit aux observateurs afin de détecter l'afterglow le plus rapidement possible. HETE-2 permet donc de mieux comprendre les afterglows, les sursauts obscurs (sursauts dont on ne détecte pas la contrepartie optique) et de faire le lien entre les supernovae et les sursauts gamma. Ce dernier lien était prédit par les modèles. En effet, l'origine cosmologique des sursauts confirmée, le phénomène résultait alors soit de la fusion d'un système binaire compact soit de l'explosion d'une étoile massive, type supernovae mais plus énergétique. Le lien entre les supernovae et les sursauts gamma fut définitivement établi avec la détection par HETE-2 du "monster burst" GRB 030329 [137] dont l'afterglow est à ce jour le plus étudié et dont on vit émerger le spectre de la supernovae (type Ic) dans les jours qui suivirent le sursaut.

Après avoir fait cet historique des sursauts gamma, je présente dans la suite de ce chapitre les propriétés observationnelles de l'émission prompte telles qu'on les connaissait avant le lancement de HETE-2.

Je ferai ensuite aussi un rapide rappel des propriétés des afterglows. Bien que l'étude de ce troisième volet des sursauts ne rentre pas dans le cadre de ma thèse, un des principaux objectifs de HETE-2 est de permettre la détection rapide des afterglows et c'est aussi le phénomène dont on comprend le mieux le mécanisme d'émission.

J'aborderai finalement les modèles théoriques qui rendent compte des observations pour l'émission prompte et l'afterglow. Et enfin je montrerai l'intérêt des sursauts gamma dans les autres domaines de l'astrophysique tels que la cosmologie, les hautes énergies etc...

## 1.2 Caractéristiques observationnelles de l'émission prompt des sursauts gamma avant HETE-2.

Les sursauts gamma, comme nous l'avons vu précédemment, sont des phénomènes cosmologiques qui émettent une grande partie de leur énergie aux environs de 100 keV pendant un très bref instant. Durant cet instant ils éclipsent toutes les autres sources gamma du ciel. Cette phase des sursauts gamma est **l'émission prompte**, c'est la phase que l'on détecte en premier et c'est aussi celle qui permet de faire les localisations. Le mécanisme d'émission responsable de cette phase reste cependant aujourd'hui encore mal compris.

Grâce à un échantillon de plus de 2000 sursauts en 9 ans, l'expérience BATSE a permis de préciser les propriétés temporelles (déjà décrites par les expériences précédentes) et spectrales des sursauts gamma.

Les profils temporels peuvent présenter des structures très simples à un seul pic par exemple ou très complexes et très variables (figure 1.6). Les spectres en énergie sont eux assez semblables, non thermiques, composés de deux lois de puissance, c'est le domaine où l'essentiel de l'énergie est émise qui diffère d'un sursaut à l'autre. Celui-ci est compris entre quelques keV pour les sursauts les plus mous et quelques MeV pour les plus énergétiques. Cette grande diversité rend compliqué l'établissement de classes de sursauts. Cependant, à partir des propriétés temporelles des sursauts, deux premières classes, basées sur les durées des sursauts (voir figure 1.2.2), sont depuis 20 ans admises, les *sursauts courts* qui durent entre quelques milli-secondes et 1 à 2 secondes dont l'origine demeure encore floue aujourd'hui et les *sursauts longs* (qui durent  $\sim 20$ s) qui semblent associés à des effondrements d'étoiles massives et dont on a eu la preuve dernièrement puisqu'un sursaut a été directement associé à une supernova. Etrangement, HETE-2 n'a détecté que deux sursauts courts contre une centaine de sursauts longs, ce qui n'est pas en accord avec les pourcentages des expériences précédentes, BATSE a détecté environ 20% de sursauts courts [75].

Dans cette section, je décris les caractéristiques observationnelles des sursauts gamma telles qu'on les connaissait au moment où j'ai débuté cette thèse, c'est à dire en septembre 2001. A cette époque HETE-2 fêtait son premier anniversaire (il fut lancé en Octobre 2000) et après ses premiers débuts un peu laborieux, l'expérience fonctionnait correctement et le premier redshift d'un sursaut de HETE-2 venait d'être déterminé: il s'agissait de GRB 010921 dont le redshift fut déterminé à  $z = 0.45$ . Je commence par décrire les propriétés temporelles de l'émission prompte des sursauts gamma, la distribution des durées et les caractéristiques spectrales. Je montrerai ensuite les relations qui ont été établies à partir des observations.

### 1.2.1 Propriétés temporelles des sursauts gamma.

Les sursauts gamma sont des phénomènes qui présentent des profils temporels très diverses et des durées très variables d'un sursaut à l'autre (quelques milli-secondes pour les plus courts et plus de dix minutes pour les plus longs) tout en restant dans des gammes de courte durée comparées aux échelles temporelles de l'ordre du milliard d'années souvent employées pour décrire la plupart des phénomènes astrophysiques et cosmologiques.

En 1995, Fishman et al.[37] ont proposé la classification suivante à partir du catalogue de BATSE. La plupart des profils peuvent être analysés comme des successions de pics.

La figure 1.6 montrent à partir d'exemples de sursauts gamma détectés par HETE-2 ces différentes classes.

**Les sursauts à un pic :** ce sont des sursauts simples, d'une durée variant de 30 ms à 100 s. GRB 010921 est un exemple de sursaut à un pic bien défini, il a une durée<sup>2</sup>  $T_{90} = 24$ s dans la bande 6–400 keV. Il existe une sous-classe particulière de ces sursauts: les FRED (Fast Rise Exponential Decay) pour lesquels le temps de montée est beaucoup plus court que le temps de descente qui lui est exponentiel. GRB 030725 est un bel exemple de FRED, le temps de montée est très court de l'ordre de 5 s alors que le temps de descente est plutôt lui de l'ordre de 25 s. Les FREDs peuvent être durs ou mous, et représentent  $\sim 7\%$  de la totalité des sursauts détectés par BATSE [16].

**Les sursauts à un ou plusieurs pics bien définis, lisses :** ils présentent des temps de montée et de descente similaires. GRB 020801 est un sursaut très long d'une durée  $T_{90} = 355$  s dans la bande 6–400 keV on remarque que les deux pics ont une durée identique de  $T_{90} = 150$ s dans la bande 6–400 keV. GRB 030329 fait aussi partie de cette catégorie mais ses deux pics appartiennent plutôt à la classe des FRED.

**Les sursauts à émissions distinctes, à répétitions bien séparées :** ces sursauts présentent de longues périodes entre différents pics durant lesquelles aucune émission n'est détectée. GRB 020305 est un des plus longs sursauts détectés par FREGATE avec une durée de  $T_{90} = 250$ s dans la bande 6–400 keV. Il présente un premier pic qui dure  $\sim 30$ s suivi  $\sim 180$ s après du pic principal beaucoup plus important et qui dure  $\sim 60$ s.

**Les sursauts très irréguliers, chaotiques et pointus :** cette dernière classe de sursauts regroupe tous les sursauts compliqués, souvent longs avec de nombreux pics étroits, intenses et de courte durée. GRB 020124 présente une courbe de lumière de sursaut irrégulier, il a une durée de  $\sim 80$ s dans la bande 6–400 keV et présente à peu près 8 pics distincts. Les 5 premiers sont facilement identifiables et durent entre  $\sim 2$  et  $\sim 3$  s chacun.

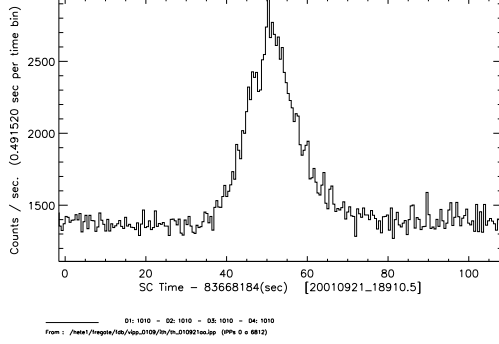
On remarque dans toutes ces courbes de lumière, qu'il y a de nombreux pics intenses et très courts dans beaucoup de sursauts, plus la résolution temporelle de l'instrument est bonne, plus on découvre des petites structures et de la variabilité à petite échelle. C'est l'observation de cette petite échelle de variation qui fait intervenir dans la plupart des modèles des objets très compacts tels que les trous noirs et les étoiles à neutrons. L'origine de cette structure temporelle sera discutée dans la section 4.1.3.

### 1.2.2 Durée des sursauts

La notion de durée dépend de l'intensité, du niveau du bruit de fond, et de la résolution de l'expérience. L'expérience BATSE est celle qui détecta le plus grand nombre de sursauts, c'est donc sur ses résultats statistiquement très robustes que se basent les études. La mesure de temps utilisée par BATSE est  $T_{90}$  dans la gamme d'énergie 50–300 keV. La durée d'un sursaut peut varier de 30 ms à 1000 s. Grâce au grand nombre de sursauts détectés par BATSE ainsi que ceux détectés par l'expérience PHEBUS [33], il a pu être démontré qu'il existe une **distribution bimodale de la durée des sursauts**. Un premier groupe concerne les *sursauts courts* qui ont une distribution de durée centrée sur 0.2 s et un second groupe qui regroupe les *sursauts longs* dont la distribution est centrée sur 20 s. La séparation entre ces deux types de sursauts se situe vers  $\sim 2$ s. La figure

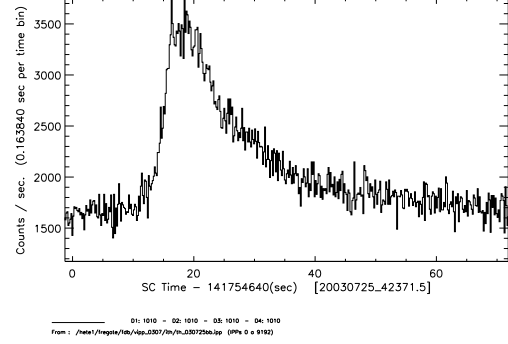
---

2. c'est le temps durant lequel le nombre de coup augmente de 5% à 95% du nombre total de coup au-dessus du bruit de fond dans une gamme d'énergie prédéfinie.



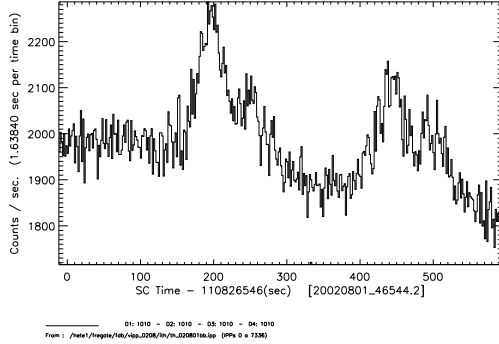
GRB 010921

Les sursaut à un pic



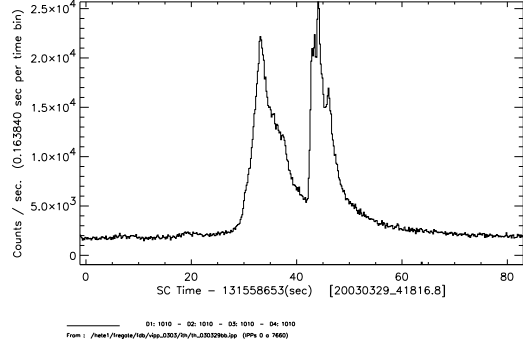
GRB 030725

FRED: Fast Rise Exponential Decay

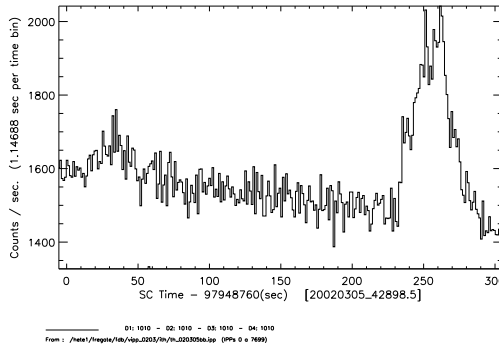


GRB 020801

Les sursauts à pics bien définis, simples ou multiples

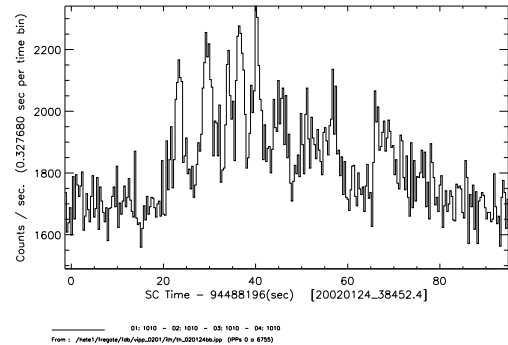


GRB 030329



GRB 020305

les sursauts à émissions distinctes



GRB 020124

Les sursauts très irréguliers

FIG. 1.6 – Exemples de profils temporels de sursauts détectés par HETE-2 résumant la classification proposée par Fishman en 1995. Ces six figures représentent le nombre de photons détectés par seconde dans la gamme d'énergie 6-400 keV de HETE-2/FREGATE.



1.2.2 montre cette distribution bimodale [75]. Les études faites sur les sursauts courts de BATSE [75] et de PHEBUS [33] montrèrent que leur distribution spatiale était isotrope et inhomogène comme dans le cas de tous les sursauts détectés par BATSE. La raison de l'existence de ces deux classes et l'origine des sursauts courts restent cependant toujours inconnues contrairement aux sursauts longs dont l'origine commence peu à peu à être comprise.

En ce qui concerne les sursauts de HETE-2, seulement 2 sursauts courts ont été détectés sur les  $\sim 150$  détectés jusqu'en Avril 2004 (je reviendrai sur la raison de cette non détection et les caractéristiques des sursauts courts dans la section 3.4).

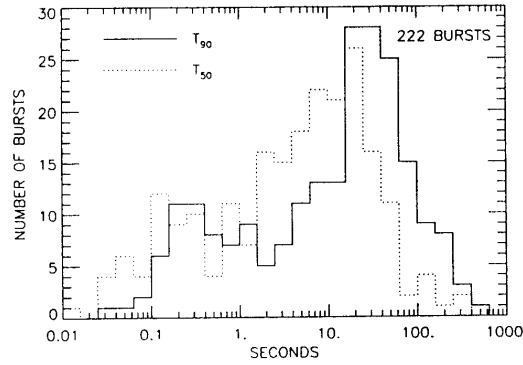


FIG. 1.7 – *Distribution bimodale de la durée des sursauts détectés par BATSE [75] en prenant en compte le temps  $T_{90}$ . On distingue ici deux types de sursauts, les sursauts courts qui ont une durée inférieure à 2s, centrée sur 0.2s et les sursauts longs qui ont une durée supérieure à 2s, centrée sur 20s.*

### 1.2.3 Caractéristiques spectrales

Bien que les sursauts présentent des caractéristiques temporelles très diverses, il semble qu'ils présentent tous des mêmes propriétés spectrales. La particularité commune des sursauts gamma est leur spectre d'énergie. Ce spectre non thermique est émis à haute énergie: les photons détectés ont globalement des énergies supérieures à 50 keV. Un spectre typique pour les sursauts de BATSE peut être modélisé par deux lois de puissance connectées de manière continue en un pic d'énergie situé autour de 200 keV. Ce modèle a été introduit en 1993 par Band et al. [9] et appelé dans la suite modèle de Band, il est défini par les équations suivantes:

$$N(E) = A.E^\alpha e^{-E/E_o} \quad \text{pour } E < E_o * (\alpha - \beta) \quad (1.1)$$

$$N(E) = A[(\alpha - \beta)E_o]^{(\alpha-\beta)}.e^{\beta-\alpha} E^\beta \quad \text{pour } E > E_o * (\alpha - \beta) \quad (1.2)$$

$$(1.3)$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  sont les pentes des lois de puissance à basse et haute énergie.  $E_o$  est relié au pic d'énergie  $E_p$  par la relation suivante:  $E_p = E_o(2 + \alpha)$ , défini pour  $\beta < -2$ . La valeur de ce pic d'énergie  $E_p$  est caractéristique des photons qui transportent le maximum de l'énergie, et bien que la forme du spectre soit similaire pour la plupart des sursauts, c'est cette quantité  $E_p$  qui varie le plus significativement (figure 1.9).

Les spectres sont communément représentés en  $E^2 N(E)$  en fonction de l'énergie  $E$  (ou en  $\nu F_\nu$  où  $F_\nu$  est le flux spectral à la fréquence  $\nu$ ). Ce choix de représentation a l'avantage

de pouvoir mettre en évidence le pic d'énergie  $E_p$  du sursaut. La figure 1.8 montre un spectre typique de HETE-2/FREGATE, il s'agit du sursaut du 29 Mars 2003 dont les paramètres spectraux sont:  $\alpha = -1.26$ ,  $\beta = -2.28$ ,  $E_p = 67.7$  keV. Il est important de noter que ce modèle est valable autant pour les spectres intégrés sur toute la durée du sursaut que pour les spectres intégrés sur des intervalles de temps définis du sursaut.

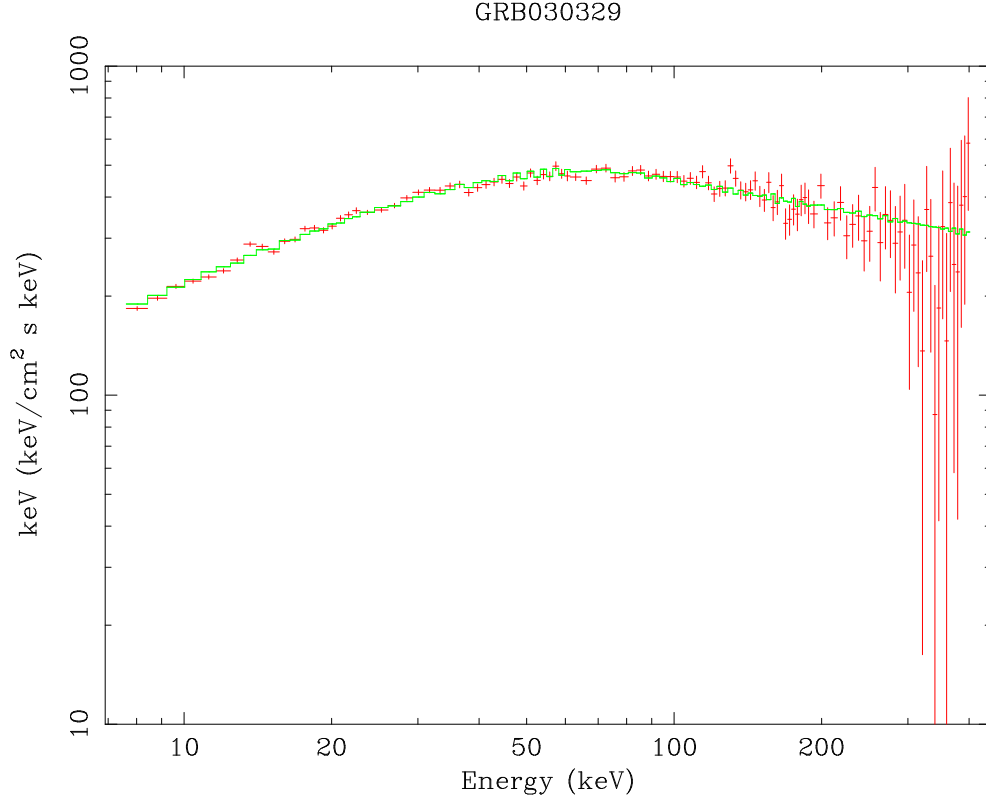


FIG. 1.8 – *Spectre typique d'un sursaut gamma vu par HETE-2/FREGATE. Ce spectre est celui du sursaut du 29 Mars 2003 dont les paramètres spectraux sont:  $\alpha = -1.26$ ,  $\beta = -2.28$ ,  $E_p = 67.7$  keV.*

Les valeurs mesurées des pentes sont typiquement comprises entre  $-3/2$  et  $-2/3$  (valeurs théoriques) pour  $\alpha$  et entre  $-3$  et  $-2$  pour  $\beta$ . L'énergie de cassure  $E_p$ , pour les sursauts de BATSE varie elle de moins de 100 keV à plus de 1 MeV. La figure 1.9 montre les différentes distributions de ces paramètres pour les sursauts de BATSE [108]. Le nombre de spectres est 5500 pour la distribution de  $E_p$  et de  $\alpha$ , et 5253 pour  $\beta$ . Ils correspondent à des spectres intégrés sur des petits intervalles de temps.

#### *Distribution du $E_p$*

La figure 1.9 à gauche montre la distribution du  $E_p$  qui est étroite et centrée sur 200 keV. En pointillés, est représentée la distribution des sursauts pour lesquels le spectre n'a pu être modélisé avec un modèle de Band, parce que le paramètre  $\beta$  n'est pas déterminé. Cette distribution est aussi étroite, et centrée sur 200 keV. Dans le paragraphe suivant, je montre que l'analyse des spectres des sursauts détectés par BeppoSAX et GINGA puis ceux détectés par HETE-2 a montré que la gamme d'énergie couverte par le pic d'énergie  $E_p$  des spectres est plus étendue que celle de BATSE, en particulier qu'elle s'étend à beaucoup plus basse énergie jusqu'à quelques keV. Cette extension met en évidence une nouvelle classe de sursauts gamma: les *X-Ray Flashes* (voir section 1.2.8). D'autres expériences telles que EGRET (Energetic gamma Ray Experiment, instrument de plus haute énergie

à bord du satellite CGRO), MILAGRITO (prototype de MILAGRO, détecteur Cherenkov installé près de Los Alamos (USA) qui fonctionna en 1997-1998), ont aussi montré que la gamme pouvait aussi être étendue à de plus hautes énergies [53] pouvant aller jusqu'au GeV.

#### *Distribution de $\alpha$*

La figure 1.9 au centre montre la distribution du paramètre  $\alpha$  est étroite et centrée sur  $-1$ . Nous verrons que les résultats de HETE-2 sont eux en accord avec les limites  $-3/2$  et  $-2/3$  prédites par les modèles mettant en jeu une émission synchrotron, contrairement à celle de BATSE. Je discuterai ce point dans le chapitre 3.1.1.

#### *Distribution de $\beta$*

La distribution de  $\beta$ , figure 1.9 à droite, prend en compte un nombre de spectres (5253) inférieur aux 5500 précédent. En effet nous verrons aussi au chapitre 2.2.6 que dans de nombreux cas, lorsque le pic d'énergie se trouve à la limite haute ou en dehors de la gamme d'énergie de l'instrument, le paramètre  $\beta$  ne peut être déterminé. Cette distribution, plus large que les précédentes est centrée autour de la valeur  $\beta \sim -2.3$ .

Nous verrons dans le dernier chapitre de cette thèse comment les modèles expliquent les propriétés spectrales de l'émission prompt des sursauts gamma.

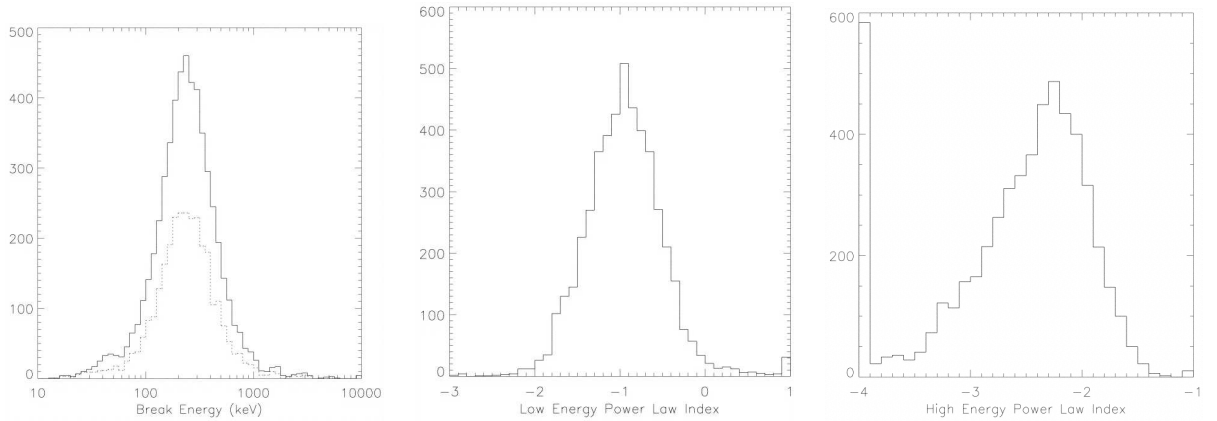


FIG. 1.9 – Ces figures présentent les distributions des paramètres spectraux  $E_p$  (à gauche) et  $\alpha$  (au centre) pour 5500 spectres de BATSE [108] intégrés sur de petits intervalles de temps. À droite, la distribution du paramètre  $\beta$  des 5263 spectres pour lesquels il a pu être déterminé.

### 1.2.4 La relation durée-dureté

Une relation a été mise en évidence entre la durée des sursauts et la dureté de leur spectre à partir des données de BATSE [75] et de l'expérience PHEBUS [33]. Cette relation montre que en général, les **sursauts courts sont durs**.

La figure 1.10 montre cette relation pour les sursauts de BATSE. La dureté, ici définie comme le rapport entre le nombre total de coups reçus dans la gamme d'énergie 100–300 keV et celui reçu dans la bande 50–300 keV, en fonction de la durée  $T_{90}$ , durée pendant laquelle 90% des coups dans la bande 50–300 keV est détectée. Les deux lignes en pointillés correspondent à la dureté moyenne des deux classes de sursauts: les sursauts courts ( $< 2s$ ) et les sursauts longs ( $> 2s$ ). La moyenne des sursauts courts,  $H_{32} \sim 1.49 \pm 0.08$  est supérieure à celle des sursauts longs,  $H_{32} \sim 0.87 \pm 0.03$ .

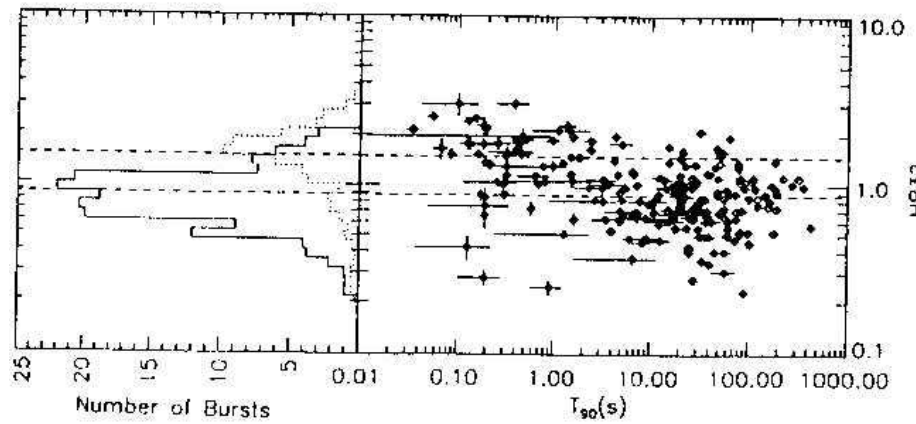


FIG. 1.10 – Relation durée-dureté pour les sursauts de BATSE [75]. La durée est une durée  $T_{90}$  dans la gamme d'énergie 50–300 keV et la dureté  $H_{32}$  (Hardness Ratio) est le rapport entre le nombre de coups total détectés dans la bande 3 (100–300 keV) et celui dans la bande 2 (50–100 keV). Les deux lignes en pointillés correspondent à la dureté moyenne des deux classes de sursauts: les courts et les longs.

### 1.2.5 L'évolution spectrale

Une grande majorité des sursauts montre une évolution spectro-temporelle du dur vers le mou. La première caractéristique est la corrélation entre la dureté et le nombre de coups, c'est à dire que les deux quantités augmentent et diminuent simultanément au cours de l'évolution temporelle du sursaut. Plus un sursaut est dur plus son nombre de coup est important [51]. La seconde caractéristique est l'évolution de la dureté au court du sursaut qui a tendance à diminuer en fonction du temps [99, 41]. Cette caractéristique des sursauts gamma a été mise en évidence très tôt dans les années 80. Les données de BeppoSAX permirent de définir de manière clair cette évolution spectro-temporelle des sursauts gamma [46]. Je montrerai dans le chapitre 3 que les sursauts détectés par HETE-2 présentent aussi cette caractéristique.

### 1.2.6 La corrélation entre la dureté et l'intensité

Cette corrélation positive a été mise en évidence dès 1991 ([6], [94], [13]). La dureté est définie comme un rapport entre un nombre de coups ou de fluence entre deux gammes d'énergie différentes, une à plus haute énergie et l'autre à basse énergie. L'intensité peut être définie comme le nombre de coups ou la fluence dans la gamme d'énergie totale. Cette relation montre que plus un sursaut est intense plus il est dur, c'est à dire qu'il émet plus d'énergie dans la gamme haute que dans la gamme basse. Je montrerai dans le chapitre 3 que HETE-2 a confirmé cette corrélation tout en l'étendant à plus basse énergie.

### 1.2.7 Autres relations

Plusieurs autres relations ont été mises en évidence par l'étude des sursauts de BATSE et BeppoSAX. Je cite dans ce paragraphe les principales (pour une description plus complète des relations qui ont pu être étudiées et que je ne mentionne pas ici, se référer à la revue sur les sursauts gamma par Zhang et al.(2003) [148]).

**La relation entre la variabilité et la luminosité :** La courbe de lumière des sursauts gamma peut être définie aussi en terme de variabilité. Plus un sursaut a des pics nombreux et bien définis plus sa variabilité est grande, par exemple, dans la figure 1.6, le sursaut GRB 020124 présente une très grande variabilité avec 6–8 pics détectables comparé à GRB 010921 qui lui a un seul pic. La variabilité a été définie par Reichart et al.(2001) [109] en faisant la différence entre la courbe de lumière du sursaut et une version simple de courbe de lumière. Les auteurs ont étudié 13 sursauts de BATSE, 5 de KONUS, 1 de Ulysses et 1 de NERA. Les redshifts spectroscopiques, flux au maximum et courbe de lumière avec une bonne résolution étaient disponibles pour 11 de ces sursauts. Ils trouvèrent que les sursauts les plus variables sont ceux qui ont une grande luminosité isotropique intrinsèque et ces deux quantités suivent la relation:  $L \sim V^{3.3}$ . Cette relation peut être une indication sur la distance des sursauts gamma.

**Relation entre time lag et luminosité :** Il a été démontré pour certains sursauts qui présentent des pics asymétriques que le maximum du pic se déplace dans le temps selon les gammes d'énergie que l'on considère. En effet le maximum du pic apparaît plus tôt dans les hautes énergies que dans les basses énergies et le pic s'élargit dans les basses énergies. On peut alors calculer un décalage en temps ou *time lag*  $\tau$ , qui est la durée séparant deux maxima dans deux gammes d'énergie différentes. Norris et al.(2000) [98] ont étudié les 6 sursauts de BATSE dont le redshift est connu. Ils ont montré qu'il existe une relation entre ce *time lag* (entre les gammes d'énergie 25–50 keV et 100–300 keV) et la luminosité isotropique au maximum (en unité de  $10^{53}$  erg.s<sup>-1</sup>):  $L_{53} \approx 1.3 * (\tau/0.01s)^{-1.14}$ . Comme pour la relation précédente, le *time lag* peut être un indicateur possible de la distance des sursauts.

**Relation entre time lag et variabilité :** Si ces deux quantités sont chacune corrélées indépendamment avec la luminosité, elles sont aussi corrélées entre elles. Schaefer et al.(2001) [123] étudièrent 112 sursauts de BATSE, ces quantités étant indépendantes du redshift, ils montrèrent que cette corrélation existait:  $V = 0.0021\tau^{-0.46}$ . Cette relation validait dans un même temps les deux précédentes.

**La relation entre  $E_p$  et la luminosité isotropique :** Cette relation relie la valeur de  $E_p^{source}$  (énergie à laquelle est émis le maximum de la puissance du sursaut) dans le système de la source avec l'énergie isotropique totale  $E_{iso,52}$  (en unités de  $10^{52}$  erg) émise dans la gamme d'énergie 1 keV - 10 MeV:  $E_p \propto E_{iso,52}^{0.52 \pm 0.06}$ . Elle a été mise en évidence par Amati et al. en 2002 [2] avec les 12 sursauts de BeppoSAX qui avaient un redshift connu, puis confirmée et étendue à plus basse énergie par ceux de HETE-2, je la détaillerai dans la partie 3.2.4. Elle peut aussi être une autre indication sur la distance des sursauts. Atteia (2003) [8] a utilisé cette relation combinée avec les durées afin de proposer une relation empirique permettant de déterminer une valeur indicative du redshift (*pseudo redshift*), à partir des paramètres spectraux, de la durée et des fluences dans différentes gammes d'énergie.

Je montrerai dans le chapitre 3 les relations que nous avons obtenues ou confirmées avec les données de HETE-2/FREGATE concernant les spectres intégrés sur toute la durée du burst.

### 1.2.8 Les X-Ray Flashes

La détection de sursauts gamma qui ont une faible valeur de  $E_p$  est montrée depuis plusieurs années. Tout d'abord, en 1998, les données de GINGA montrèrent qu'une fraction

significative des sursauts gamma émettaient une fluence<sup>3</sup> importante dans la gamme des rayons X (2–10 keV). Cependant ces résultats étaient à prendre avec précaution puisque GINGA ne fournissaient pas les positions des sursauts gamma. Cette catégorie de sursauts fut donc définitivement mise en évidence grâce aux données du satellite BeppoSAX, en 2001 par Heise et al. 2001 [62] et Kippen et al. en 2002 [71].

Cette fraction de sursauts particulièrement faibles que l'on nomma **X-Ray Flashes**<sup>4</sup> ne pouvait être détectée que par des instruments sensibles aux rayons X. GINGA et BeppoSAX contrairement à BATSE possédaient de tels instruments. Ces sursauts présentent les mêmes caractéristiques temporelles et spectrales que les sursauts de BATSE mais ont la particularité d'émettre la plupart des photons en dessous de 50 keV et d'avoir une distribution de  $E_p$  qui se situe à plus basse énergie que celle de BATSE [108]. Je décris dans cette section les découvertes successives qui ont permis de définir précisément les XRFs:

1. En 1998, Strohmayer et al.[131] étudièrent 22 sursauts brillants détectés par GINGA. La figure 1.11 de gauche montre la distribution du rapport entre la fluence X (définie entre 2 et 10 keV) et la fluence  $\gamma$  (fluence de BATSE: 50–300 keV). Une fraction significative des sursauts a un rapport proche de 1. La moyenne de ce rapport est de 0.24 pour l'échantillon complet et seulement de 0.07 si on ignore ces sursauts qui présentent presque autant de fluence dans la gamme X que dans la gamme  $\gamma$ . La figure de droite montre  $\alpha$  en fonction de  $E_o$  pour les sursauts de GINGA (en carré plein) et 54 sursauts de BATSE (carré vide). Cette figure, bien que les positions des sursauts ne soient pas connues, montre essentiellement que la distribution de  $E_o$  pour les sursauts de GINGA est plus large et s'étend à plus basse énergie que celle de BATSE [108]. Les auteurs ont montré qu'il existait une catégorie au sein des sursauts de GINGA qui étaient *mous* (en terme de rapport de fluence) et qui avait un  $E_o$  faible comparé aux sursauts de BATSE. Néanmoins, ce premier résultat était à prendre avec précaution puisque les instruments de GINGA ne fournissaient pas de position, il y avait alors une grande incertitude sur la fiabilité des résultats.
2. En 2001, Heise et al.[62] étudièrent 39 “transients X rapides” détectés par BeppoSAX durant ses 5 années de fonctionnement. Les “transients X” sont des événements détectés par les instruments X qui durent entre plusieurs dizaines de secondes et quelques heures. Sur les 39 étudiés par Heise et al., 17 avaient une durée comprise entre 10 et 200s. Ils ont ainsi établi de manière sûre la découverte de sursauts particulièrement faibles et définirent un XRF comme un sursaut détecté seulement par la WFC (instrument X dont la gamme d'énergie est 2–25 keV) et non par le GRBM (instrument gamma dont la gamme d'énergie est 40–700 keV). Les 17 sursauts sur les 39 transients furent donc classés XRFs. Dans cet échantillon, 9 XRFs avaient aussi été détectés par BATSE (voir le paragraphe suivant) ainsi que 16 GRBs normaux détectés par la WFC. La figure 1.12 montre le rapport de fluence entre 2–10 keV et 50–300 keV pour les 10 XRFs (pour un de ces XRFs, la détection n'est pas significative dans BATSE) et 16 GRBs vus par BeppoSAX et BATSE. Elle met en évidence une fraction significative (en rouge) de sursauts qui émettent la majeure partie de leur énergie à basse énergie, caractéristique de la définition d'un XRF. Les auteurs montrèrent aussi que les propriétés spectrales (excepté la valeur du  $E_p$ ) et temporelles de ces sursauts étaient les mêmes que celles des GRBs.
3. En 2002, Kippen et al.[71] étudièrent les 10 XRFs, ainsi que 18 GRBs détectés

---

3. La fluence est le nombre cumulé de photons détectés dans une gamme d'énergie et un intervalle de temps déterminés (flux intégré sur une durée).

4. Dans la suite les X-Ray Flashes seront notés XRFs

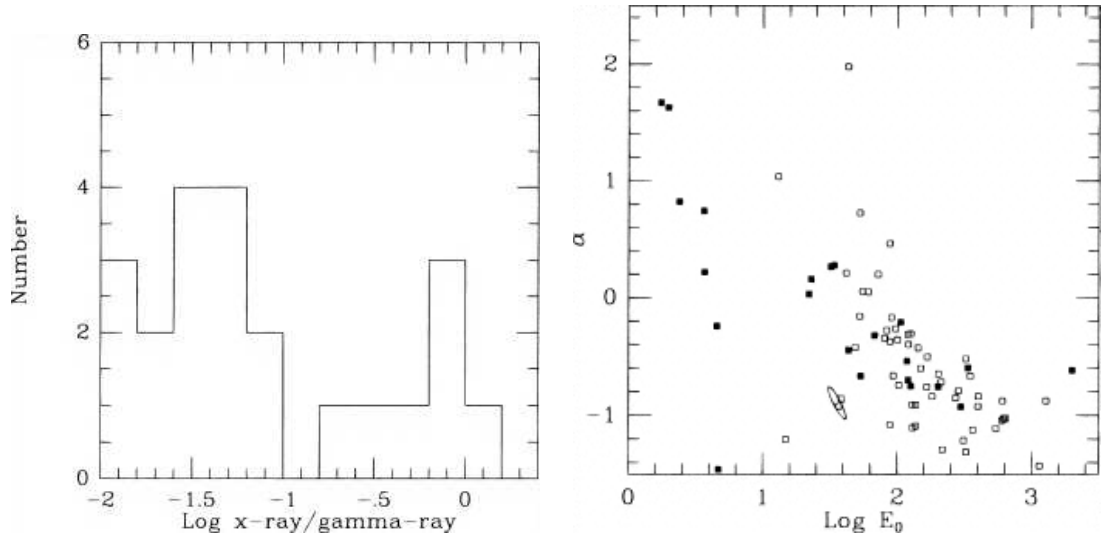


FIG. 1.11 – Echantillon de 22 sursauts de GINGA étudiés par Strohmayer et al.(1998)[131]. La figure de gauche montre la distribution du rapport entre la fluence  $X$  (2–10 keV) et la fluence  $\gamma$  (50–300 keV). La figure de droite montre le paramètre  $\alpha$  en fonction de  $E_0$  pour les sursauts de GINGA (en carré plein) et 54 sursauts de BATSE (carré vide).

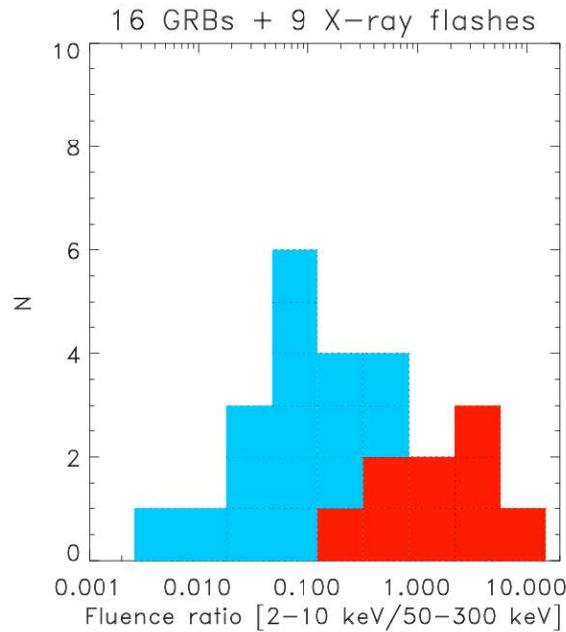


FIG. 1.12 – Rapport des fluences  $X$  (2–10 keV) et  $\gamma$  (50–300 keV) pour les sursauts de BeppoSAX qui ont aussi été détectés par BATSE [62].

simultanément dans BATSE et la WFC de BeppoSAX afin de déterminer la nature des XRFs. Ils ont étudié les spectres joints entre les deux instruments et confirmé que les XRFs, hormis la valeur du  $E_p$ , présentaient les mêmes caractéristiques spectrales (distributions de  $\alpha$  et  $\beta$ ) et temporelles que les GRBs. La figure 1.13 de gauche montre la distribution des  $E_p$  pour ces sursauts et superposée en pointillés celle des 156 sursauts les plus brillants de BATSE [108]. On remarque que la distribution de  $E_p$  de BeppoSAX est plus large et s'étend à plus basse énergie que celle de BATSE. Les XRFs ont pratiquement tous des valeurs de  $E_p$  inférieures à 50 keV. La figure de droite montre le  $E_p$  en fonction du flux au maximum calculé sur 1.024 s. Elle permet de dégager le même résultat concernant  $E_p$  et montre de plus que les XRFs ont des flux au maximum plus faibles globalement que les GRBs.

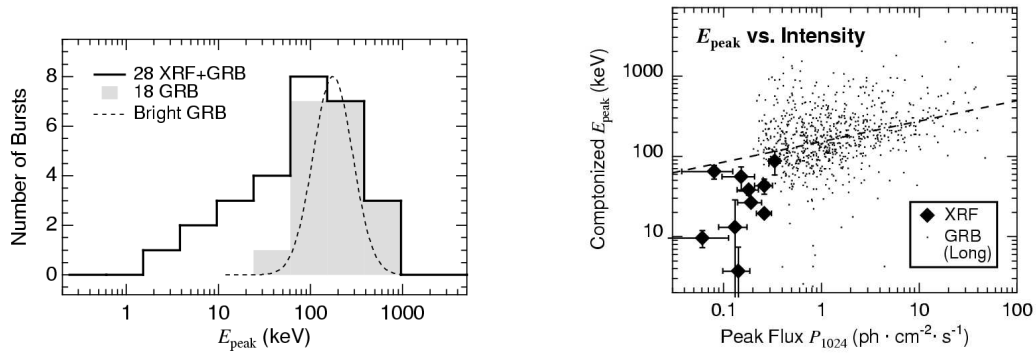


FIG. 1.13 – *Echantillon de 18 GRBs et 10 XRFs détectés simultanément par BATSE et la WFC de BeppoSAX [71]. La figure de gauche montre la distribution de  $E_p$  avec en pointillés la distribution des 156 sursauts brillants de BATSE [108]. Celle de droite montre  $E_p$  en fonction du flux au maximum calculé sur 1.024 s.*

Les plus faibles des sursauts détectés par le GRBM de BeppoSAX sont GRB 981226 [45] et GRB 990704 [35]. Ces sursauts ont des  $E_p$  respectivement à  $\sim 50$  keV et  $\sim 10$  keV.

Ces études sur les XRFs détectés par BeppoSAX ont permis de donner une définition précise des XRFs [61]:

- Ces sursauts émettent une fraction importante de leur énergie dans la gamme des rayons X (2–10 keV) et une fraction faible dans la gamme des rayons  $\gamma$  (50–300 keV).
- Ils présentent des caractéristiques spectrales ( $\alpha$ ,  $\beta$ ) et temporelles (durée) identiques aux sursauts longs (ce point sera mis en évidence dans la section 3.3 qui traite de la nature des XRFs détectés par HETE-2).
- Le seul paramètre spectral différent est  $E_p$  qui se situe à plus basse énergie, inférieure à 50 keV.

Lorsque HETE-2 fut opérationnel fin 2000, cette classe de sursauts restait encore mystérieuse, les scientifiques hésitaient entre des sursauts gamma à grand redshift ou une classe de phénomènes différents. HETE-2, grâce à sa gamme d'énergie recouverte par ses deux instruments principaux (WXM et FREGATE: 2–400 keV) permit de montrer que les X-Ray Flashes étaient issus du même phénomène que les GRBs. Nous verrons dans la section 3.3 les diverses caractéristiques de cette nouvelle classe.



### 1.3 Les afterglows

Comme je l'ai mentionné au début du chapitre, l'ère des afterglows ne commença qu'avec l'expérience BeppoSAX. Certes, les localisations peu précises ( $5^\circ$ ) fournies par BATSE pouvaient être affinées grâce au réseau IPN, mais cela prenait un temps considérable de quelques jours à quelques semaines, rendant vaines les recherches de contreparties. L'expérience BeppoSAX, quant à elle, fournissait en quelques heures des localisations avec une précision de  $3'$ . Elle transportait de plus à son bord les détecteurs X avec un petit champ, NFI (voir section 1.1) qui étaient capables de détecter directement l'afterglow en X et de préciser la position.

Depuis 1997, des contreparties optiques ont aussi été observées et des redshifts ont pu être mesurés. L'ère des afterglows pouvait commencer et avec elle une énorme avancée dans la compréhension des mécanismes mis en jeu dans l'émission des sursauts gamma. Je consacrerai une seule importante section sur les afterglows. En effet cette phase des sursauts gamma ne rentre pas dans le cadre de ma thèse, mais la contribution de HETE-2 à la compréhension de cette phase est telle que je trouve qu'il est important de la décrire ici. La révolution des afterglows vient du fait qu'aujourd'hui, avec HETE-2, les positions des sursauts sont fournies en temps réel avec une bonne précision ( $1'$  à  $10'$ ), ce qui a permis de détecter de nombreux afterglows et d'apporter de nombreux éléments de réponse en ce qui concerne les sursauts obscurs, les afterglows précoces, le lien entre sursauts gamma et les supernovae, l'environnement des sursauts et de leur progéniteur, la cassure dans l'émission de l'afterglow, et la spectroscopie à moyenne et haute résolution des afterglows.

Je vais donc commencer par faire un rapide résumé des afterglows détectés grâce à HETE-2 et je détaillerai ensuite chaque point.

#### 1.3.1 Localisations de HETE-2

La localisation à bord de HETE-2 [113] se fait grâce à la caméra X à grand champ de vue appelée la Wide field X-ray Monitor, WXM et à une caméra X utilisant des CCD optimisées pour la localisation, appelée la Soft X-ray Camera, SXC (pour les détails de ces instruments voir la section 2.1). La WXM a un champ de vue de  $\sim 1.8$  steradians, une gamme d'énergie comprise entre 2 keV et 25 keV et fournit des localisations avec une précision comprise entre  $5'$  et  $10'$  en temps réel. La SXC a un champ de vue de  $\sim 0.9$  steradians, une gamme d'énergie comprise entre 0.5 keV et 10 keV et fournit des localisations avec une précision de  $\sim 1'$  en temps réel. Les localisations de HETE-2 sont résumées au chapitre 2.4.2. Les paragraphes suivants résument les connaissances acquises sur les afterglows détectés grâce aux localisations de BeppoSAX et de HETE-2.

#### 1.3.2 Propriétés globales des afterglows

Les afterglows couvrent une large gamme d'énergie incluant les rayons X, optique, infra-rouge et radio. Dans chaque gamme d'énergie, la courbe de lumière suit généralement un comportement en loi de puissance [143]:

- *l'afterglow X*, quand il est détecté, décroît dans presque tous les cas. C'est dans cette gamme d'énergie que les premiers afterglows ont été découverts. Le spectre continu est une loi de puissance fonction du temps et de la fréquence:  $F_x(t, \nu) \propto t^\alpha \nu^\beta$  avec, typiquement pour les indices de la loi de puissance,  $\alpha \sim -0.9$  et  $\beta \sim -1.4$ .

- *l’afterglow optique* décroît lui aussi dans la plupart des cas, avec une croissance initiale parfois observée dans certains sursauts comme GRB 970508 [105]. Avec HETE-2, le pourcentage de sursauts détectés en optique est passé de 35% (pour les sursauts de BeppoSAX) à 90%. Le spectre continu est aussi une loi de puissance fonction du temps et de la fréquence:  $F_x(t, \nu) \propto t^\alpha \nu^\beta$  avec  $\alpha \sim -1$  et  $\beta \sim -0.7$ . Dans quelques sursauts, la courbe de lumière devient encore plus raide après un break situé à un temps  $t_{break}$ . Ce break achromatique est attribué à la présence d’un jet relativiste, d’où son nom *jet break*. Dans la plupart des cas, les observations de l’afterglow optique commencent quelques heures après le sursaut. Néanmoins dans 2 cas GRB990123 et GRB 021211 grâce au bon fonctionnement des instruments et à la rapidité de la localisation, l’afterglow visible a pu être détectés dans les 100 s qui suivirent le sursaut et montrait une rapide décroissance. Ces afterglows présentent une composante supplémentaire avec un indice de loi de puissance  $\sim 2$ . Cette composante serait la signature d’un *choc en retour*.
- *l’afterglow radio* commence par croître puis décroître après une période d’une dizaine de jours. Il est détecté dans à peu près la moitié des sursauts et peut être suivi pendant des mois voire des années suivant le sursaut avec une courbe de lumière décroissante.

La figure 1.14 montre des afterglows dans différentes gammes d’énergie, X, optique, infra-rouge et radio.

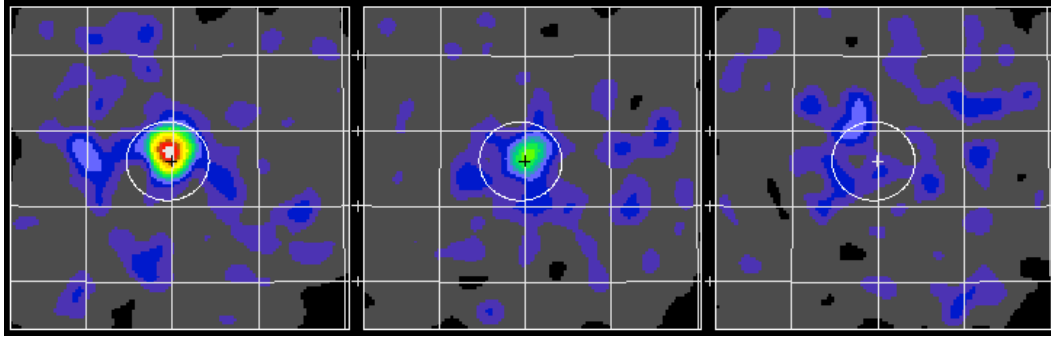
De nombreux afterglows présentent néanmoins de nombreuses déviations autour de cette décroissance en loi de puissance qui peuvent être interprétées par différents phénomènes tels qu’un environnement inhomogène, la signature d’un jet relativiste, l’apparition d’une supernova.

La plupart des afterglows détectés ont permis l’identification de la galaxie hôte du sursaut et donc de déterminer les propriétés de celle-ci, telles que leur magnitude, redshift, morphologie etc... Les galaxies hôtes sont des **galaxies normales, peu lumineuses et à formation d’étoiles**. La position de l’afterglow dans la galaxie coïncide avec les régions de formation d’étoiles des galaxies. La figure 1.15 montre la position du sursaut GRB980425 dans sa galaxie. Le sursaut se situe dans un bras de la galaxie, région de formation d’étoiles.

### 1.3.3 Les sursauts obscurs

Cette catégorie de sursauts appelée aussi *dark GRBs* ou encore *sursauts sombres*, a été mise en évidence par BeppoSAX, elle regroupe comme son nom l’indique tous les sursauts longs qui n’ont pas eu d’afterglows optique détectés, alors que les positions étaient fournies rapidement par le satellite. Les premiers sursauts obscurs détectés par BeppoSAX sont: GRB981226 [42], GRB990506 [134], GRB 970828 [58]. Plusieurs explications étaient et sont encore discutées pour résoudre ce problème. La première explication fait appel à des sursauts à très grand redshift, une seconde explique l’absence d’afterglow par le fait qu’ils sont affaiblis par de la poussière et une troisième explication suppose que les sursauts ont des afterglows intrinsèquement très faibles.

Les localisations en temps réel ou dans les minutes suivant le sursaut, fournies par HETE-2 ont permis de résoudre en partie le mystère des sursauts obscurs. En effet elles ont permis d’identifier des afterglows dont la luminosité diminuait très rapidement et qui auraient pu être classés comme sursauts obscurs si ils avaient été observés plus tard ou avec des



afterglow X de GRB971214 détecté par BeppoSAX [5]

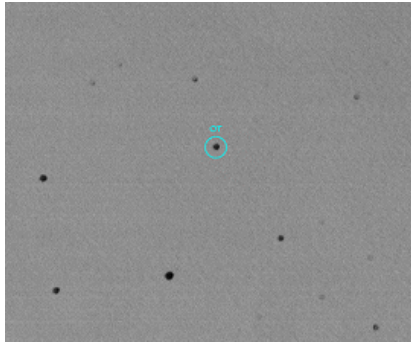
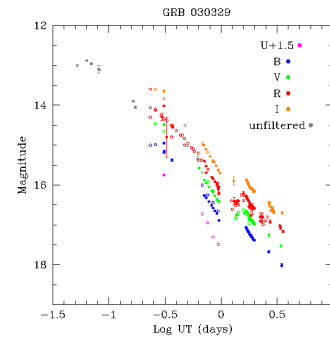
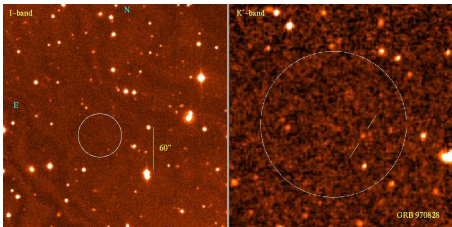
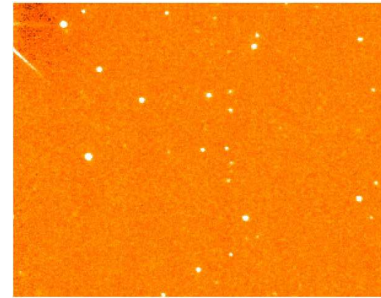
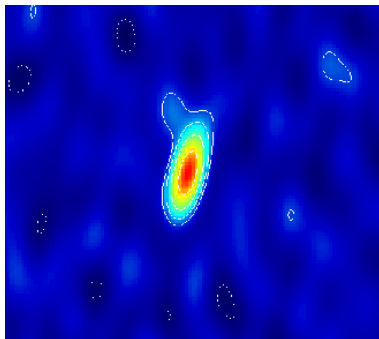
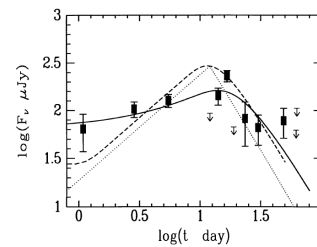
afterglow optique de  
GRB 030329 [122]courbe de lumière de l'afterglow  
optique GRB 030329 [145]afterglow de GRB970828  
en infrarouge proche [74]Image infrarouge de  
GRB 030115 [85]afterglow radio de  
GRB 030329 [135]courbe de lumière en radio  
de GRB980519 [140]

FIG. 1.14 – Exemples d'afterglows de sursauts gamma dans les différentes gammes d'énergie, en X, optique, infrarouge et radio.

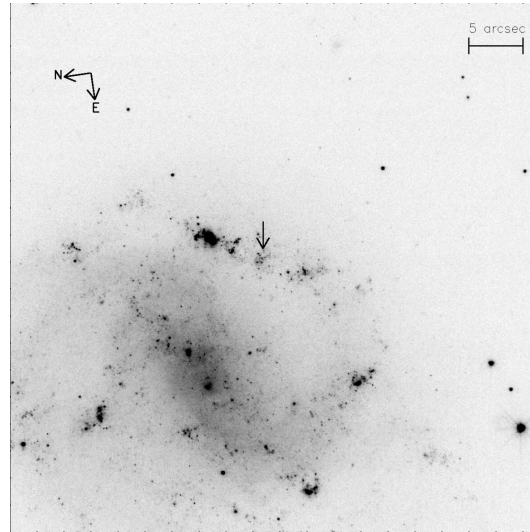


FIG. 1.15 – *Galaxie du sursaut GRB980425 [48]. Le sursaut (flèche) se situe dans un des bras de la galaxie. Les sursauts gamma sont localisés dans les régions de formation d'étoiles.*

instruments plus petits.

La figure 1.16 montre l'afterglow de GRB 021211 qui a été détecté par RAPTOR (RAPid Telescopes for Optical Response), un télescope optique à réponse rapide. L'afterglow a été détecté  $\sim 65$ s après le sursaut [141], l'alerte ayant été donnée 20s après le sursaut, avec une magnitude ( $R_c$ ) de  $\sim 14$ . L'image suivante a été prise 9mn après le sursaut, on remarque que l'afterglow est déjà passé en dessous de la limite de détection de RAPTOR. Ces observations sont en accord avec celles effectuées par Chornock et al.[25] qui vu l'afterglow passer d'une magnitude 14.8 à 19.0 en 1h30.

La figure 1.17 montre l'afterglow de GRB 021211 (trait plein) comparé à d'autres sursauts tel que GRB990123 (courbe pointillée en haut à gauche) [40]. On remarque que la courbe de GRB 021211 est de  $\sim 3-4$  magnitudes en-dessous de GRB990123 et des autres sursauts. HETE-2 grâce à ses localisations très rapides a montré que les afterglows des GRBs présentent une large gamme de comportements dans les moments qui suivent le sursaut. Sans ces rapides détections de nombreux sursauts auraient été considérés comme obscurs.

La troisième explication a aussi été mise en évidence par HETE-2 avec la détection de GRB 030115. L'afterglow de ce sursaut a d'abord été détecté en infra-rouge puis en optique après réanalyse des données. La courbe de lumière de cet afterglow particulièrement faible n'est explicable que en supposant une extinction par de la poussière et un grand redshift. Le redshift de ce sursaut a effectivement été mesuré à  $z = 2.2$  [64].

Les détections rapides de HETE-2 ont permis de détecter des afterglows qui décroissaient très rapidement et qui étaient plus faibles que ceux habituellement étudiés. Ceci explique en partie la question sur les sursauts obscurs qui peuvent aussi être expliqués par un environnement poussiéreux de la source (GRB 030115) ou par des sursauts situés à très grand redshift.

## GRB021211 – optical detection by RAPTOR

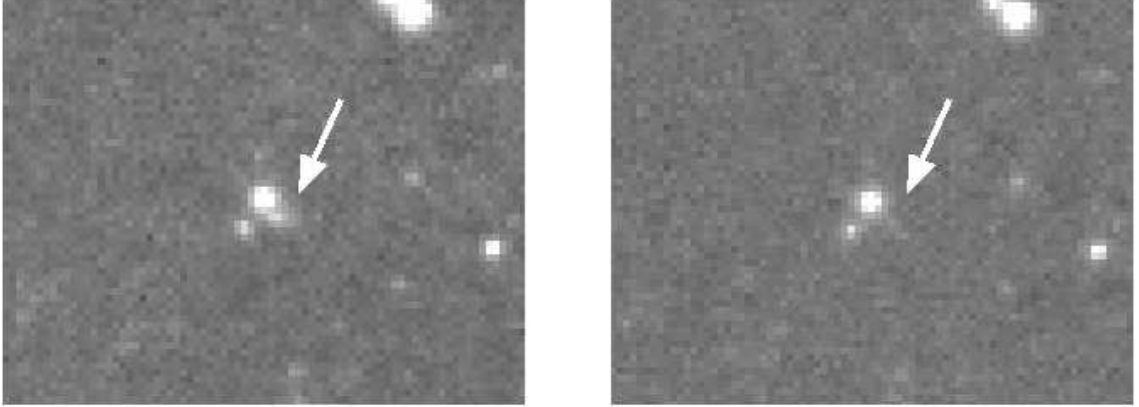


image starting at:

$t - t_0 = 64.9$  seconds

$t - t_0 = 9$  minutes

FIG. 1.16 – Afterglow de GRB 021211 détecté par le télescope RAPTOR [141] 65s et 9mn après le sursaut.

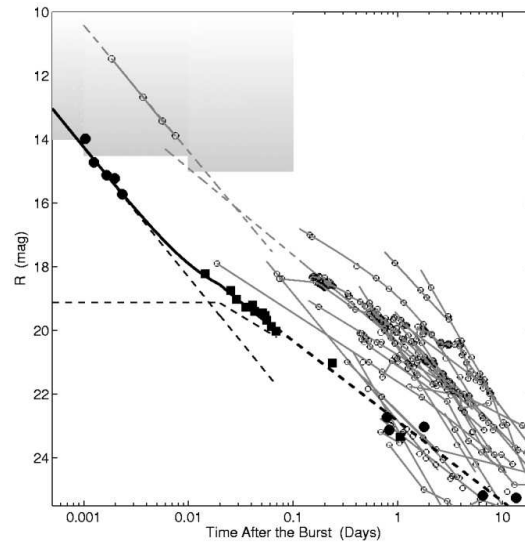


FIG. 1.17 – Courbe de lumière de l'afterglow optique de GRB 021211 (en trait plein) [40] comparée à d'autres sursauts. La courbe supérieure en pointillés représente celle de GRB990123. On remarque que la courbe de GRB 021211 se situe très en-dessous des autres,  $\sim 4$  magnitudes durant toute la durée et aurait été classé sursaut obscur si il n'avait pas été détecté rapidement et avec une bonne précision par HETE-2.

### 1.3.4 Les afterglows précoces

La détection rapide des positions des sursauts permet aussi d'étudier avec plus de précision les quelques minutes qui suivent le sursaut. Ainsi revenons à la figure 1.17 qui montre l'afterglow de GRB 021211 comparé aux autres sursauts et entre autre à GRB990123. Les deux courbes de lumière de ces afterglows présentent dans les minutes qui suivent leur détection une première composante qui n'est pas détectable dans les autres

courbes de lumière, du fait des observations qui débutent trop tard. En effet les afterglows ont été détectés en moyenne entre 3h et 5h après le sursaut, alors que GRB990123 et GRB 021211 ont été détectés au bout de 1 à 3 minutes. Cette composante se présente sous la forme d'une décroissance initiale plus abrupte de pente  $\sim 1.8$  et pourrait être la signature du *choc en retour* [40] (voir section 4.1.4).

Grâce aux observations précoces après le sursaut, on comprend mieux aujourd'hui les afterglows, les mécanismes d'émission mis en jeu et la transition entre le sursaut et l'afterglow.

### 1.3.5 Lien entre sursauts gamma et supernovae

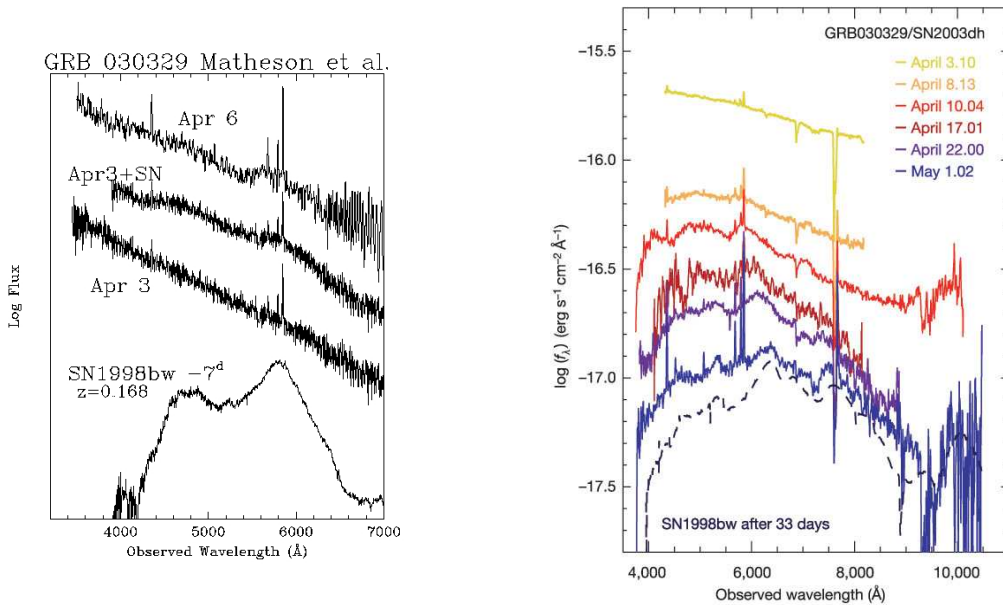


FIG. 1.18 – La figure de gauche montre l'émergence du spectre de la supernova dans le spectre de l'afterglow de GRB 030329 [89] et celle de droite [65], l'évolution du spectre de l'afterglow pendant la dizaine de jours qui suivit la détection du sursaut.

Un lien existant entre les sursauts gamma longs et les supernovae type II (explosion d'étoile massive) est supposé depuis quelques années. En effet, les sursauts longs seraient produits par des effondrements d'étoiles très massives semblables à celles qui sont à l'origine des supernovae. Certains sursauts ont été directement associés à des supernovae tels que GRB980425/SN1998bw. D'autres comme GRB980326, GRB970228, GRB 000911, GRB991208, GRB990712, GRB 011121 et GRB 020405 ont montré dans leurs courbes de lumière des bosses qui peuvent être expliquées par l'apparition d'une supernova.

Aujourd'hui la plus convaincante des signatures du lien entre sursauts gamma et Supernovae vient du *monster burst*, GRB 030329 détecté par HETE-2 qui est un des plus brillants sursauts jamais détectés. Une heure et demi après le sursaut, l'afterglow atteignait une magnitude de 12, ce qui est près de 3 magnitudes plus brillant que GRB990123 (voir les discussions ci-dessus). Il a été possible de suivre l'émergence de la signature spectrale d'une supernova dans le spectre de l'afterglow une dizaine de jours après le sursaut. La

figure 1.18 de gauche montre cette détection du spectre de la supernova. Pour mettre la supernova en évidence, Matheson et al.[89] ont additionné le spectre de la supernova SN1998bw (qui était associée au sursaut GRB980425) au spectre de l'afterglow de GRB 030329 5 jours après le sursaut, le 3 avril. Ils ont ensuite comparé le résultat de l'addition avec le spectre de l'afterglow 3 jours plus tard, le 6 avril (donc 8 jours après le sursaut) et ont confirmé du fait de la complète ressemblance entre les deux spectres qu'ils observaient l'émergence d'une supernovae. La figure 1.18 de droite [65] montre l'évolution du spectre durant une dizaine de jours suivant le sursaut. Elle montre clairement le changement du spectre qui petit à petit, laisse apparaître celui de la supernova. Le spectre au 1er Mai 2003 est comparée à celui de SN1998bw, la ressemblance entre ces deux spectres est surprenante. La figure 1.19 de gauche, quant à elle montre l'évolution de la courbe de lumière de l'afterglow. Cette figure montre que les données sont en accord avec un modèle d'afterglow auquel on a additionné la courbe de lumière de la supernova SN1998bw. Le lien entre GRB 030329 et la supernova SN2003dh (supernova de type Ic) a aussi été mis en évidence par des prédictions de l'évolution de la couleur de l'afterglow due à la supernova (figure 1.19 de droite).

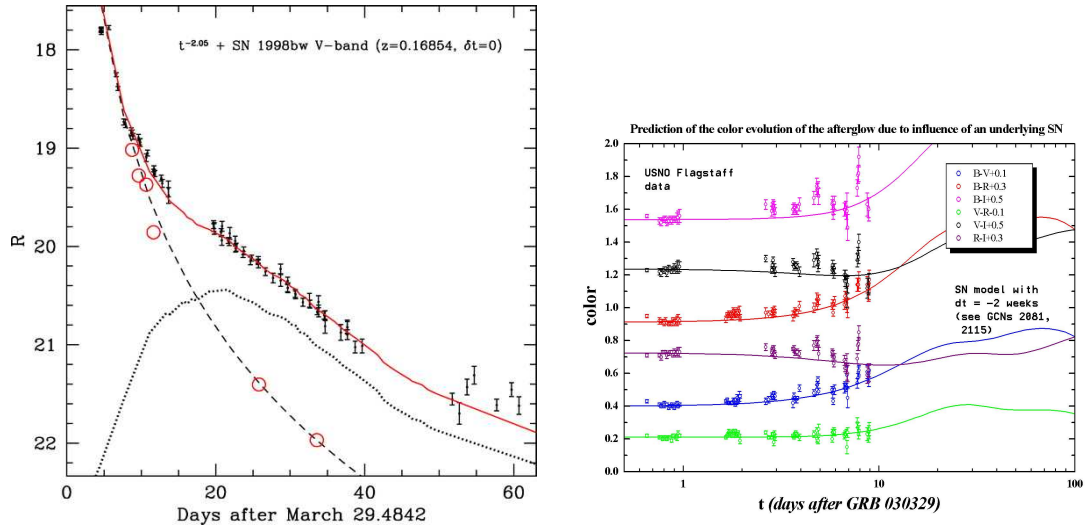


FIG. 1.19 – GRB 030329: A gauche, l'évolution de la courbe de lumière de l'afterglow en optique dans les mois qui suivirent le sursaut [90]. A droite, prédictions des changements de couleurs de l'afterglow dus à la supernova [147]

Le lien entre sursauts gamma et supernovae a donc été confirmé par la détection de GRB 030329. Ce lien confirme de plus que les progéniteurs des sursauts longs sont sans doute des étoiles très massives.

### 1.3.6 L'environnement des sursauts et de leur progéniteur

La figure 1.20 montre la courbe de lumière de l'afterglow de GRB 021004 [95]. Cette courbe de lumière présente des irrégularités par rapport à la loi de puissance attendue selon les théories. Ces irrégularités peuvent être expliquées par différents phénomènes:

- Un environnement de la source inhomogène.
- Un jet inhomogène émis lors du sursaut.

- Des injections d'énergie répétitives dans le jet. Ces injections impliqueraient que de l'énergie est encore injectée longtemps après que l'émission prompt du sursaut soit terminée.

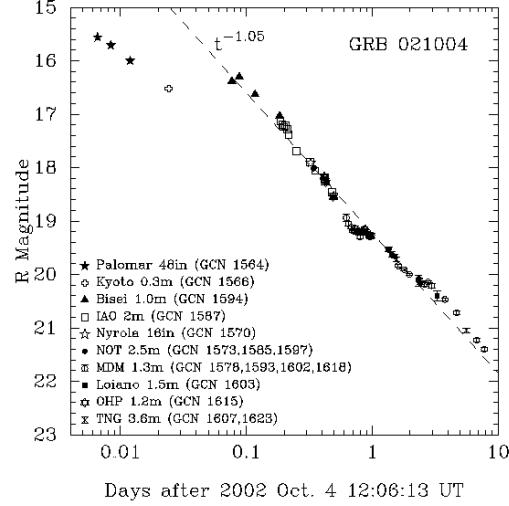


FIG. 1.20 – Courbe de lumière de l'afterglow de GRB 021004 [95]

### 1.3.7 La cassure dans l'émission de l'afterglow: signature d'un jet relativiste collimaté?

Dans de nombreux cas, une cassure dans la courbe de lumière de l'afterglow est visible et est appelée *jet break*. En effet cette cassure est supposée être la signature d'un *jet relativiste collimaté*. Selon le modèle de *fireball* que je développerai à la fin de ce chapitre, l'émission d'une coquille sphérique en expansion et celle d'un jet relativiste sont similaires aussi longtemps que l'observateur se trouve dans l'axe du jet et que le facteur de lorentz  $\gamma$  est grand comparé à l'inverse de l'angle d'ouverture du jet  $\gamma \gg \theta^{-1}$ . Lorsque  $\gamma$  diminue et devient comparable à  $\theta^{-1}$ , le cône d'émission synchrotron commence à s'élargir, et on s'attend à voir une cassure dans la courbe de lumière de l'afterglow à ce moment là, appelé  $t_j$ . La relation [120] est la suivante:

$$\theta_j = 0.057 \left( \frac{t_j}{1 \text{ day}} \right)^{3/8} \left( \frac{1+z}{2} \right)^{-3/8} \left[ \frac{E_{iso}(\gamma)}{10^{53} \text{ ergs}} \right]^{-1/8} \left( \frac{f_\gamma}{0.2} \right)^{1/8} \left( \frac{n}{0.1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{1/8} \text{ rad} \quad (1.4)$$

où  $E_{iso}$  est l'énergie totale isotropique (avec l'hypothèse d'une émission isotrope)  $f_\gamma$  est l'efficacité de conversion de l'énergie du vent en rayonnement gamma et est souvent prise égale à 0.2, et  $n$  est la densité moyenne de l'environnement du sursaut.

### 1.3.8 Spectroscopie à moyenne et haute résolution des afterglows

Lorsque l'on peut détecter avec précision l'afterglow d'un sursaut gamma, il est intéressant par la suite de faire de la spectroscopie. Le premier but de la spectroscopie est de *mesurer la valeur du redshift* du sursaut en déterminant les systèmes d'absorption provenant de la galaxie hôte. La spectroscopie permet aussi de *sonder le gaz* présent dans



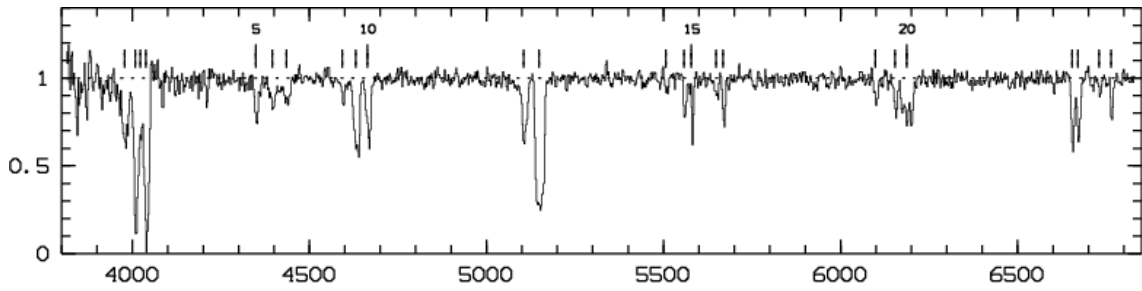


FIG. 1.21 – Spectre de l'afterglow de GRB 021004 [96]

la galaxie hôte ainsi que celui composant le milieu environnant la source et sur la ligne de visée.

La figure 1.21 montre le spectre de l'afterglow de GRB 021004. Möller et al.(2002) [96] ont identifié dans ce spectre cinq systèmes d'absorption à des redshifts de 1.3806, 1.6039, 2.2983, 2.3230 et 2.3292 en plus du système d'absorption associé à la galaxie hôte qui est à un redshift de 2.3351. La spectroscopie de l'afterglow est comparée à celle des QSO (Quasi Stellar Object, les quasars) et les auteurs trouvent trois catégories de systèmes:

1. Un système correspondant à la *galaxie hôte* qui sonde directement l'environnement du sursaut et peut donc nous donner des informations sur la galaxie hôte comme sa métallicité et les éléments qui la composent.
2. Des *systèmes éjectés* qui ont pu être accélérés vers nous par le sursaut et qui ont des vitesses relatives importantes.
3. Des systèmes qui sont sur la *ligne de visée* donc avec des redshifts inférieurs à celui de la galaxie.

La spectroscopie joue dans la compréhension des sursauts gamma un rôle important. C'est en effet par ces études que la galaxie hôte du sursaut et l'environnement direct de cette galaxie peuvent être étudiés et nous fournir d'importantes informations sur la nature de leur composition, leur distance et leur distribution. La spectroscopie permet, en sondant l'environnement direct de la source de poser des contraintes sur la source elle-même.

### 1.3.9 Polarisation des afterglows

Il a été démontré dans certains cas que les afterglows des sursauts gamma étaient polarisés. Dans la plupart des cas, le degré de polarisation était assez faible excepté dans le cas de GRB 021004 et celui de GRB 030329 (figure 1.22). Cette détection est très intéressante: en effet la polarisation est la signature directe d'un champ magnétique. Le changement de l'angle de polarisation dans un afterglow peut être dû au jet relativiste qui est collimaté. Si l'observateur est décalé par rapport à la ligne de visée du sursaut, il verra la polarisation changer régulièrement. Le modèle synchrotron [121] prédit un changement d'angle de polarisation de  $90^\circ$  au moment du *jet break*.

Il faut néanmoins prendre avec précaution les conclusions tirées de l'étude sur la polarisation, en effet il faudrait observer d'autres afterglows afin d'en tirer des conclusions fiables, celles que j'ai mentionnées restant à confirmer. Ces études sur la polarisation des afterglows, comme celle de la spectroscopie sont à préciser afin de pouvoir en tirer le maximum d'informations, mais sont très prometteuses.

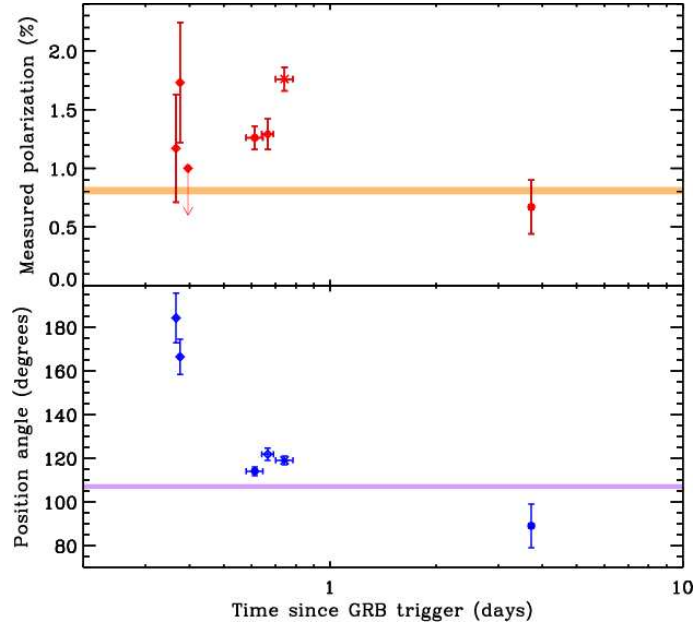


FIG. 1.22 – Figure montrant le degré  $P$  et l’angle  $\theta$  de la polarisation en fonction du temps pour l’afterglow du sursaut GRB 021004 [84], les erreurs sont données à un sigma.

### 1.3.10 Un réservoir d’énergie standard?

J’ai fait remarqué dans la section 1.3.10 que les observations des courbes de lumière des afterglows laissent supposer que les jets mis en jeu sont collimatés. En utilisant la valeur du *time break* (voir paragraphe ), on est alors capable de déduire l’angle d’ouverture  $\theta_j$ . L’énergie totale isotropique émise  $E_{iso}(\gamma)$  que l’on mesurait lorsqu’un redshift était déterminé, se retrouve alors diminuée d’un facteur  $f_b = (1 - \cos\theta_j) \simeq \theta_j^2/2$ . Frail et al.(2001) [43] ont montré pour 17 sursauts dont le redshift est mesuré, que la vraie valeur de l’énergie totale émise  $E_\gamma = f_b E_{iso}(\gamma)$  apparaît comme une quantité dont la distribution est très étroite, centrée autour de  $\sim 10^{51}$  erg (de l’ordre de l’énergie émise par les supernovae). La figure 1.23 montre la distribution de l’énergie totale isotropique  $E_{iso}(\gamma)$  en haut, et en bas la même énergie corrigée du facteur de “collimation”,  $E_\gamma$ . Alors que la distribution de  $E_{iso}(\gamma)$  couvre  $\sim 3$  ordres d’énergie, celle de  $E_\gamma$  apparaît très étroite et centrée sur  $5 * 10^{50}$  erg révélant **une énergie émise constante**. Ce résultat fut confirmé par Bloom et al.(2003) [17] qui étudièrent un échantillon de 29 sursauts et trouvèrent une énergie  $E_\gamma = 1.33 * 10^{51}$  erg: *les sursauts longs semblent avoir un réservoir d’énergie standard*.

Cette propriété est néanmoins à prendre avec précaution et doit être confirmée. En effet Berger et al. (2003) [15] ont montré dans certains cas, entre autre GRB 980425/SN 1998bw et GRB 030329/SN 2003dh, que la contribution de l’énergie gamma à l’énergie totale émise est faible. Le reste de l’énergie totale émise viendrait de l’émission responsable de l’afterglow optique et radio.

Les afterglows des sursauts gamma sont, aujourd’hui la phase la plus étudiée et la mieux comprise. Elle permettra sans aucun doute, lorsqu’elle sera complètement maîtrisée de mieux comprendre les deux autres mécanismes d’émission à l’œuvre dans les sursauts gamma: le moteur central et les chocs internes responsables de l’émission prompte.

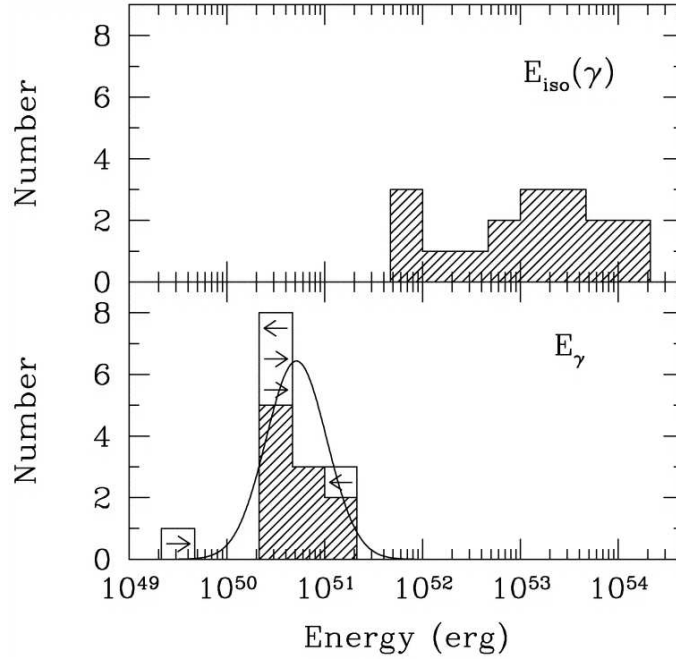


FIG. 1.23 – Distribution de l'énergie totale isotropique  $E_{\text{iso}}(\gamma)$  en haut et corrigée du facteur de "collimation" en bas  $E_\gamma$ . Alors que la distribution de  $E_{\text{iso}}(\gamma)$  couvre  $\sim 3$  ordres d'énergie, celle de  $E_\gamma$  apparaît très étroite et centré sur  $5 * 10^{50}$  erg [43]. Les flèches indiquent les limites supérieures et inférieures pour cinq sursauts.

## 1.4 Les modèles théoriques

Depuis la publication de la découverte des sursauts gamma en 1973, de nombreux modèles théoriques ont été élaborés, basés jusque dans les années 1980 sur des modèles d'étoile à neutrons galactiques. Aujourd'hui deux modèles sont principalement étudiés pour expliquer les sursauts gamma. Le premier est basé sur l'effondrement d'étoiles massives et le second sur la fusion de deux objets compacts (deux étoiles à neutrons ou une étoile à neutrons et un trou noir) dans un système binaire compact.

Les modèles proposés pour expliquer les sursauts doivent être en accord avec les observations, et ils sont contraints aujourd'hui par :

**Un site:** Les résultats de BATSE et les valeurs de redshifts mesurés ont montré que les progéniteurs des sursauts se situent à des **distances cosmologiques**.

**Une source:** Cette source doit être suffisamment énergétique pour reproduire les intensités observées à de telles distances. Le premier modèle en accord d'un point de vue énergétique est la **fusion d'un système binaire compact** composé de deux étoiles à neutrons ou d'une étoile à neutron et d'un trou noir. Le second modèle est basé sur **l'effondrement d'une étoile massive** en association avec une éventuelle supernova.

Dans tous les cas envisagés, la configuration résultante est celle d'un *trou noir de masse stellaire possédant un disque épais en rotation*.

**Un mécanisme d'émission:** Ce mécanisme doit reproduire les échelles temporelles et les spectres des sursauts observés. Le scénario (simplifié) pour les sursauts gamma

se déroule en trois étapes principales (figure 1.24):

1. Un jet relativiste composé de photons, électrons/positrons et d'une petite fraction de baryons, est émis à la suite de la fusion/effondrement, et produit un *vent relativiste* qui transporte l'énergie sous forme cinétique.
2. Durant son expansion, les couches du vent relativiste ayant des facteurs de Lorentz différents interagissent entre elles et donnent lieu à des *chocs internes* qui transforment l'énergie cinétique du vent en énergie de radiation principalement par *émission synchrotron*. Ces chocs sont à l'origine de l'émission prompte du sursaut gamma.
3. Le vent heurte ensuite le gaz environnant du milieu interstellaire<sup>5</sup> et produit une onde de choc, le *choc externe* qui convertit l'énergie cinétique restante en radiation. Ces chocs correspondent aux contreparties observées, et comme dans le cas des chocs internes, ils sont produits par émission synchrotron.

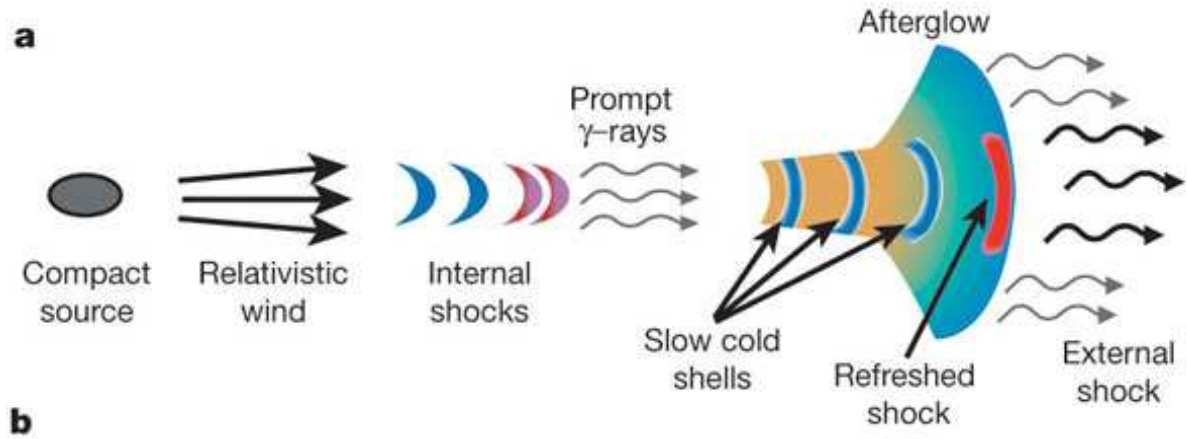


FIG. 1.24 – Cette figure [54] présente les différentes étapes de l'émission d'un sursaut gamma. La source est dans ce cas là, l'effondrement d'une étoile massive en un trou noir entouré d'un disque épais. Un jet collimaté et relativiste est émis et peut être modélisé par une succession de couches de matière ayant des vitesses différentes. Lorsque ces couches interagissent entre elles (chocs internes), elles émettent des rayons gamma de haute énergie, c'est l'émission prompte. Puis le vent heurte le MIS (chocs externes), il y a alors émission de photons en X, optique, infrarouge et radio, c'est l'afterglow. Ces deux types d'émission sont essentiellement de l'émission synchrotron.

Dans cette section j'expose rapidement les éléments nécessaires pour produire un sursaut gamma. J'ai choisi de limiter cette description au modèle dit des *chocs internes/externes* présenté ci dessus, qui est celui défendu par la majorité de la communauté. Je commencerai par décrire les différentes possibilités pour les sources. Puis je présenterai les divers processus à l'œuvre dans les chocs et les diverses étapes du processus. La description détaillée du mécanisme mettant en jeu de l'émission synchrotron et des différents types de chocs sera présentée dans le chapitre 4.

#### 1.4.1 Le moteur central

Dans la modélisation des sursauts, le processus qui reste le plus mystérieux est le moteur central. Deux sources sont encore aujourd'hui d'actualité et étudiées par les

5. noté MIS dans la suite

théoriciens, les étoiles massives et les systèmes binaires compacts, les deux systèmes ayant la même configuration résultante, un trou noir en rotation entouré d'un disque d'accrétion.

### Des étoiles massives: sources des sursauts longs

Les sursauts longs (dont la durée est en moyenne une vingtaine de secondes) sont les sursauts les plus étudiés car tous les afterglows détectés en sont issus. Il est pratiquement admis que la majorité des sursauts longs sont émis à la suite de l'effondrement d'une étoile massive: *hypernova* ou *collapsar*. Les afterglows sont effectivement situés en majorité dans les bras externes des galaxies, lieux présentant une forte activité de formation d'étoiles, nécessaire pour la présence d'étoiles jeunes et massives. Ces étoiles sont souvent situées dans des nuages gazeux denses dans lesquels se trouvent une plus grande concentration de métaux. Des signatures de ces métaux ont été détectées dans les spectres des afterglows [110] confirmant le fait que les progéniteurs des sursauts gamma sont situés dans des régions de formation d'étoiles et donc sont probablement des étoiles massives. Les sursauts gamma seraient alors produits à la suite de l'effondrement de l'étoile directement en un trou noir. L'effondrement d'une étoile est souvent associé à une supernova et on a alors pensé que les sursauts gamma étaient dus à des supernovae ratées (effondrement qui n'est pas suivi de l'éjection de l'enveloppe stellaire). Aujourd'hui, on sait que les sursauts gamma sont parfois associés à des supernovae, la preuve directe vient de GRB 030329 (voir la section 1.3.5). Je rappelle que l'on a pu suivre dans le spectre de l'afterglow, l'émergence du spectre de la supernova une dizaine de jours après le sursaut (voir figure 1.19). La figure 1.24 montre un schéma possible d'un sursaut gamma généré à la suite de l'effondrement d'une étoile massive.

### Des systèmes binaires: sources des sursauts courts?

Le cas des sursauts courts (dont la durée moyenne est de 0.2s) reste encore peu étudié, effectivement aucun afterglow de sursaut court n'a encore été détecté, et sur la centaine de sursauts détectés par HETE-2, la proportion de sursauts courts y est très faible, de l'ordre de 5 à 6%, comparée à celle observée par BATSE qui était de  $\sim 20\%$  [103] (voir section 3.4). On pense aujourd'hui que les sursauts courts pourraient être dus à la fusion d'un système binaire compact formé soit de deux étoiles à neutrons soit d'une étoile à neutrons et d'un trou noir. Ce système perd de l'énergie sous la forme d'ondes gravitationnelles et fini par fusionner en un trou noir.

### A la fin un trou noir

Quelque soit la source étudiée, le système résultant est probablement un trou noir central de masse stellaire en rotation entouré d'un disque épais de matière. Il est donc possible de laisser de côté la discussion sur la source initiale et d'étudier indépendamment cette configuration intermédiaire qui est admise. De cette dernière, il ne reste plus que deux sources d'énergie possibles: l'énergie gravitationnelle du disque (liée aux masses du trou noir et du disque) et l'énergie de rotation du trou noir.

Différents mécanismes d'extraction de l'énergie d'accrétion et de rotation du trou noir ont été considérés.

- Un premier mécanisme met en jeu les *neutrinos* dans le cadre d'une accrétion catastrophique autour du trou noir. Le mouvement d'accrétion fait chauffer le disque qui rayonne alors des neutrinos et anti-neutrinos. L'énergie est ensuite injectée dans la

matière via l'annihilation de ces particules le long de l'axe du système. Ce mécanisme est très peu efficace et pourrait plutôt présenter de l'intérêt dans le cas des sursauts courts.

- Le second mécanisme fait intervenir un fort champ magnétique ancré dans le disque. Un vent magnétisé est produit et peut injecter un *flux de Poynting*<sup>6</sup> dans l'écoulement.
- Un troisième mécanisme extrait l'énergie de rotation du trou noir dans un champ magnétique par le *mécanisme de Blandford-Znajek*<sup>7</sup>.

Dans tous les cas, l'identification du contenu du fireball et du mécanisme engendrant l'émission prompte des sursauts gamma devrait permettre de comprendre le mécanisme à l'origine du vent relativiste et la nature de la source.

### 1.4.2 Le mécanisme d'émission

Je présente dans cette section le déroulement du phénomène qui engendre les sursauts gamma. Cependant je ne rentrerai pas dans les détails, cette partie étant étudiée précisément dans le dernier chapitre de ma thèse.

Le trou noir résultant soit de l'effondrement de l'étoile massive, soit de la fusion du système binaire compact émet une quantité d'énergie considérable,  $E \sim 10^{51}$  erg sous la forme d'un jet de matière ultra-relativiste. Nous verrons dans le chapitre 4.1 comment les théoriciens arrivèrent à un consensus concernant la nécessité d'un vent relativiste. Ce jet est un plasma opaque constitué principalement de photons, d'électrons, de protons en quantité plus ou moins négligeable selon les modèles. Ce jet est initialement opaque avec une profondeur optique importante due à la diffusion photon-photon et à la création de paires  $e^+e^-$ . L'énergie interne est ensuite convertie en énergie cinétique et le vent s'étend de manière adiabatique dans le milieu environnant la source. Lorsque le vent devient transparent, trois types de chocs se produisent pour former l'émission prompte et l'afterglow:

**Chocs internes:** le vent peut être modélisé par des couches successives qui ont des masses et des vitesses différentes. Les vitesses<sup>8</sup> des couches sont relativistes, de l'ordre de  $\Gamma \sim 100$ . Au moment où les couches les plus rapides rattrapent les couches les plus lentes, il se forme une onde de choc qui se propage vers l'avant et libère l'énergie du choc sous forme d'émission synchrotron. L'émission synchrotron est produite par les électrons du vent qui ont des vitesses relativistes et évoluent dans le champ magnétique. Les électrons accélérés par le choc émettent des photons de hautes énergies lors de leur interaction avec le champ magnétique ou lorsqu'ils sont freinés. Ce sont ces photons que l'on détecte avec les satellites et qui forment l'émission prompte. Ces photons sont détectés par les instruments avec des énergies typiques d'une centaine de keV.

**Choc externe:** lorsque le vent progresse, il interagit avec le MIS et est ralenti petit à petit en émettant des photons par émission synchrotron. C'est cette émission que

---

6. Le flux de Poynting à travers une surface  $S$  délimitant un volume  $V$  est égale à la variation de puissance induite par le champ électromagnétique dans le volume  $V$ .

7. Le mécanisme Blandford-Znajek est le mécanisme d'extraction d'énergie d'un trou noir en rotation rapide. L'énergie de rotation du trou noir peut s'échapper et être transférée aux jets de matière, lorsque le trou noir se trouve dans un champ magnétique suffisamment puissant pour exercer un effet de frein.

8.  $\Gamma$  est le facteur de Lorentz  $\Gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$  que l'on introduit lorsque  $v$  la vitesse de l'objet étudié n'est plus négligeable devant  $c$  la vitesse de la lumière.

l'on désigne comme l'afterglow. Les photons sont émis avec des énergies inférieures à ceux émis lors de l'émission prompte et sont détectés par les instruments dans les gammes d'énergie X, optique, infra-rouge et radio.

**Choc en retour:** lorsque le vent interagit avec le MIS, il se forme un choc vers l'avant (l'afterglow) et un vers l'arrière qui interagit ensuite avec les couches du vent relativiste les plus lentes. Ce choc a été intégré aux modèles lorsque les observations ont montré une composante supplémentaire dans la courbe de lumière de l'afterglow au tout début de son émission.

Ces trois types de chocs et les mécanismes d'émission seront étudiés plus en détails dans le chapitre 4.

### 1.4.3 Différents modèles:

D'autres modèles sont aujourd'hui défendus par les théoriciens, on peut citer par exemple le modèle des chocs externes et le modèle des cannonballs.

**Modèles des chocs externes:** comme son nom l'indique, ce modèle [92] ne met en jeu que les chocs externes, c'est à dire que l'émission prompte et l'afterglow sont émis lors du choc du vent relativiste avec le milieu interstellaire. Plus précisément, l'émission prompte est produite par la forte décélération du vent. La variabilité observée dans les courbes de lumière des sursauts gamma est en faveur du modèle des chocs internes. Cependant, elle pourrait être due aussi à un comportement intermittent de la source. Les contraintes sur les échelles de temps d'injection de l'énergie par la source sont cependant très importantes pour pouvoir observer la variabilité.

**Modèle des cannonballs:** ce modèle [32] est basé sur l'hypothèse que les sursauts gamma (émission prompte et afterglow) sont associés dans tous les cas à l'explosion d'une supernova. A la suite de l'explosion, l'objet compact résultant émet des boulets relativistes de matière, les *cannonballs*. Ces boulets atteignent ensuite l'éjecta de matière émis lors de l'explosion de la supernova et lors du choc, ils émettent des rayons gamma. La figure 1.25 illustre ce modèle.

**Effondrement d'une étoile à neutron en une étoiles de quarks:** dans ce modèle, Berezhiani et al.(2003) [14] considèrent l'effondrement d'une étoile à neutron, non en trou noir, mais en une étoile plus compacte dans laquelle sont confinés des quarks: *étoiles de quarks*. Ils introduisent l'idée selon laquelle le temps de vie d'une étoile à neutron métastable est comparable au délai existant entre l'explosion de la supernova et du GRB. Ils montrent ainsi qu'ils peuvent facilement obtenir des sursauts semblables aux observations.

## 1.5 Interêt scientifique des sursauts gamma

### Astrophysique de l'extrême:

Les sursauts gamma sont, après le Big Bang, les phénomènes ultra-relativistes les plus énergétiques de l'univers. Ils apparaissent comme le cas le plus extrême d'éjection relativiste par un trou noir accréant. Ils jouent donc un rôle essentiel dans la compréhension des mécanismes présents autour des trous noirs. En ce qui concerne leurs vitesses ultra-relativistes, elles sont nettement supérieures ( $\Gamma > 100$ ) à celles observées dans les micro-quasars et blazars ( $\Gamma \sim 20$ ) et permettent donc d'explorer des régimes hydrodynamiques

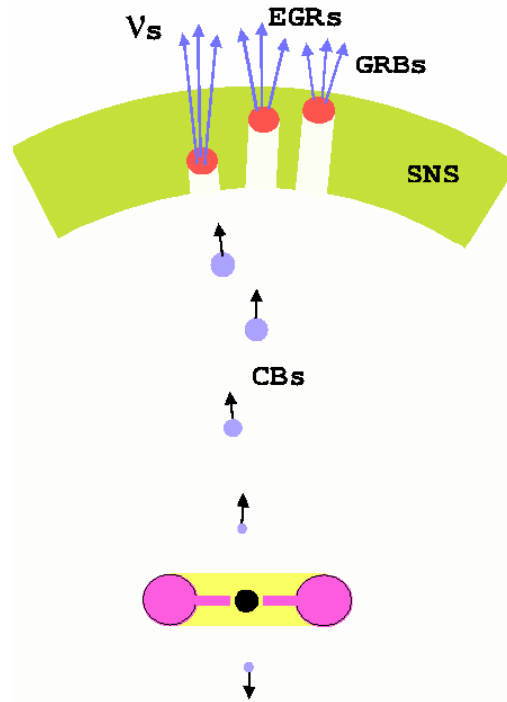


FIG. 1.25 – Schéma illustrant le modèle des cannonball [32], dans lequel les sursauts gamma sont associés à des supernovae. L'objet compact résultant de la supernova émet des boulets de matière relativistes qui vont ensuite interagir avec l'éjecta de la supernova et émettre des rayons gamma.

présents dans aucun autre type de source.

#### Accélérateurs de particules:

On a détecté dans certains sursauts des photons qui avaient des énergies supérieures au GeV. On pense aussi que les sursauts sont susceptibles d'accélérer des particules ultra-énergétiques ( $10^{19}$  eV), qui donneraient comme sous-produits des neutrinos ultra-énergétiques ( $10^{14}$  eV) que l'on détecte sur terre en tant que rayons cosmiques de très haute énergie et dont la provenance reste aujourd'hui encore mystérieuse. Cette hypothèse n'est pas déraisonnable lorsque l'on sait qu'une quantité plus ou moins importante de baryons est susceptible de faire partie du vent relativiste et donc peut être accélérée comme les électrons.

#### Rayonnement Gravitationnel:

Avec les énergies émises par les sursauts gamma, les sources des sursauts gamma pourraient aussi émettre des ondes gravitationnelles que l'on cherche à détecter aujourd'hui. Parmi les deux sources des sursauts gamma envisagées aujourd'hui: l'effondrement d'étoile massive et la coalescence d'objets compact, c'est cette dernière configuration qui semble la plus prometteuse. Les ondes gravitationnelles pourraient être formées à la suite de la fusion du système binaire compact, modèle envisagé dans le cas des sursauts courts, et donc être détectées dans le cas des sursauts les plus proches.



**Galaxies lointaines:**

La détection des galaxies hôtes des sursauts gamma à grand redshift et leur étude spectroscopique permet de contraindre les modèles de galaxies lointaines. Elle permet aussi de mesurer le taux de formation d'étoiles et d'étudier le milieu interstellaire à des âges très reculés dans le temps.

**Cosmologie:**

Les distances auxquelles les sursauts gamma sont émis font d'eux d'excellents phares pour sonder les conditions qui prévalaient à des époques extrêmement reculées dans le temps. Les sursauts gamma longs sont associés à des explosions d'étoiles et ces dernières sont à priori formées très tôt dans l'univers à  $z \sim 20$  (époque de la réionization). On s'attend donc à découvrir des sursauts à des redshifts très grands. De plus ces sursauts à grands redshifts sont détectables, en effet contrairement aux quasars, la luminosité des sursauts ne diminue pas aussi rapidement avec la distance. On s'attend donc à mesurer des sursauts jusqu'à des redshifts de  $\sim 12$  pour les afterglows et  $\sim 15 - 20$  pour l'émission prompte. Le sursaut qui a le redshift mesuré le plus grand (GRB 000131 à  $z = 4.5$ ) ne présente pas de différences significatives dans la luminosité de son émission prompte et de l'afterglow comparé aux autres sursauts. Les sursauts gamma à grand redshift, si ils existent seront de bons traceurs de l'univers primordial. Entre autre grâce à leur détection, on devrait pouvoir contraindre le taux de formation d'étoiles à grand redshift. De plus, les étoiles massives sont sources de métaux et donc la spectroscopie d'afterglows lointains pourrait permettre de comprendre l'univers à des époques très lointaines (réionization) en calculant des taux de métallicité sur la ligne de visée, et dans le milieu environnant de la source. En effet l'afterglow "éclaire" le milieu environnant et les systèmes présents sur sa ligne de visée.

Depuis maintenant 30 ans qu'ils ont été découverts, les sursauts gamma restent encore mal compris et sont potentiellement porteurs de nombreuses découvertes qui pourraient permettre une meilleure compréhension de l'univers lointain. La mission HETE-2 que je décris dans le chapitre suivant a contribué de manière importante à la compréhension de ses phénomènes, mais il faudra encore attendre plusieurs années avant de voir leur impact sur d'autres sujets scientifiques.

## Chapitre 2

# Analyse des données de FREGATE/HETE-2

Mon travail de thèse est principalement fondé sur l'étude de l'émission prompte des sursauts gamma. L'émission prompte a la caractéristique d'être détectée dans la gamme d'énergie couvrant les rayons X et gamma. Le satellite d'observation des sursauts gamma HETE-2 transporte à son bord l'instrument FREGATE, construit par le Centre d'Etudes Spatiales des Rayonnements à Toulouse. L'outil principal de ma thèse est donc constitué par les spectres des sursauts détectés par FREGATE dans sa gamme d'énergie s'étendant de 7 keV à 400 keV. Un des principaux intérêts de HETE-2 est la présence à son bord, outre FREGATE, de deux autres instruments X, la caméra X à masque codé, la Wide field X-ray Monitor (WXM) et la caméra X utilisant des CCD, la Soft X-ray Camera (SXC). La WXM couvre une gamme d'énergie de 2 keV à 25 keV. En mettant en commun les données de FREGATE et de la WXM, on obtient des spectres couvrant une large gamme d'énergie de 2 keV à 400 keV. Le résultat principal de HETE-2 concernant l'émission prompte est la **confirmation de l'existence des XRFs et la mesure de l'étendue des distributions des différents paramètres spectraux** (ces points font l'objet du chapitre 3).

Dans ce chapitre, je décris dans un premier temps les caractéristiques de la mission HETE-2 en insistant sur l'instrument FREGATE. Dans un second temps, j'explique le traitement des données de FREGATE et de la WXM, qui partant des données brutes permet d'obtenir les spectres et les paramètres spectraux. Je présente ensuite l'analyse complète d'un sursaut à titre d'exemple et enfin je présente les résultats des ajustements spectraux des sursauts gamma détectés par HETE-2. L'interprétation de ces résultats fait l'objet du chapitre suivant.

## 2.1 L'expérience HETE-2

Les deux principaux objectifs de la mission HETE-2 sont la **distribution instantanée des positions des sursauts gamma** et l'**observation multi-longueur d'ondes des sursauts gamma**. Cette première caractéristique permet à la communauté astronomique d'effectuer des suivis rapides des afterglows. Ces objectifs sont réalisables grâce aux différents instruments présents à bord du satellite HETE-2. Le détecteur de rayons gamma (FREGATE) et les deux détecteurs de rayons X (WXM et SXC) couvrent ensemble une

gamme d'énergie s'étendant de 1 keV à 400 keV. Les deux détecteurs X sont équipés d'un système de masques codés permettant une localisation précise (20' à 1') des sursauts gamma. Les coordonnées des sursauts sont calculées instantanément à bord puis transmises aux télescopes au sol au moyen d'un réseau international: le système GCN (Gamma ray burst Coordinate Network). Le délai très court entre la détection et la distribution des données permet de réagir rapidement et d'obtenir des observations des afterglows dans des temps très courts.

La mission HETE-2 fut précédée par un premier programme HETE-1 approuvé par la NASA en 1989. Le satellite équipé de trois instruments principaux (détecteurs de rayon gamma, X et caméras CCD d'Ultra-Violet proche) fut lancé le 4 Novembre 1996 avec le satellite Argentin SAC-B sur une fusée Pégasus. Malheureusement l'étape de libération des deux satellites ne fonctionna pas et ils furent définitivement perdus dans les jours qui suivirent.

Malgré ce premier échec, l'importance de la mission pour l'étude des sursauts gamma, les rapides progrès et avancés dans la compréhension de ces phénomènes, et le coût acceptable de HETE furent des arguments convaincants pour que la NASA donne son accord en faveur de la construction d'un second satellite. La construction de HETE-2, dont le lancement était prévu à la fin de l'année 1999 commença alors en 1997. Les observations de sursauts gamma en 1997 par le satellite Beppo-SAX et les instruments au sol montrèrent que l'on attendait plus d'émission dans la gamme des rayons X mous que dans l'infra-rouge ou l'optique. L'équipe décida donc de remplacer les 4 caméras optique initialement sur HETE-1 par quatre caméras CCD, deux sensibles aux rayons X mous et deux optiques. HETE-2 fut lancé avec succès le 9 Octobre 2000 par une fusée Pégasus (photo 2.1) et fonctionnera probablement jusqu'au début de l'année 2005. HETE-2 sera arrêté après avoir fonctionné simultanément avec le futur satellite dédié aux sursauts gamma, SWIFT, dans le but de vérifier la calibration et le bon fonctionnement de ce dernier.

Dans cette partie je décris le satellite HETE-2 et les différents instruments à bord puis je listerai les différents évènements transitoires détectés par HETE-2.

### 2.1.1 Description de la mission

L'expérience HETE-2 [113] est une collaboration internationale dirigée par le Massachusetts Institute of Technology (MIT), dont le responsable (PI Principal Investigator) est *George R. Ricker*. La liste suivante présente les différents laboratoires qui ont participé au programme ainsi que les scientifiques qui ont contribué à la définition de la mission ou à l'exploitation des données:

- *Massachusetts Institute of Technology*, Center of Space Research (MIT /CSR), aux Etats-Unis.

Le MIT est l'institut principal responsable du programme. Il a la responsabilité du contrôle du satellite. C'est dans cet institut qu'ont été construites les caméras optiques et X de la SXC.

George R. Ricker (PI), Geoffrey Crew, John P. Doty, Al Levine, Roland Vanderspek, Joel Villasenor, N. Butler,

- *The Institute for Chemistry and Physics (RIKEN)*, au Japon.

L'équipe de RIKEN a fourni le détecteur de rayon X, la WXM.

Masaru Matsuoka, Nobuyuki Kawai, Atsumasa Yoshida, T. Sakamoto, Y. Shirasaki, M. Suzuki, T. Tamagawa, K. Torii, Y. Nakagawa, R. Satoh, Y. Urata, T. Yamazaki



FIG. 2.1 – Photo d'un lanceur Pégasus sous son avion porteur qui mis sur orbite HETE-2 avec succès le 9 Octobre 2000

and Y. Yamamoto.

- *Le Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements (CESR)*, à Toulouse.  
Le CESR a fournit le détecteur de rayon gamma, FREGATE.  
Gilbert Vedrenne, Michel Niel, Jean-François Olive, Michel Boer, J-P Dezalay.
- *Le Laboratoire d'Astrophysique*, de Toulouse.  
Jean-Luc Atteia, C. Barraud.
- The Los Alamos National Laboratories (LANL): Edward E. Fenimore, Mark Galassi, T. Donaghy.
- The University of Chicago: Donald Q. Lamb, Carlo Graziani.
- The University of California, Berkeley Space Sciences Laboratory (SSL): Kevin Hurley, J. Garrett Jernigan.
- The University of California, Santa Cruz (UCSC): Stanford Woosley.
- Consiglio Nazionale delle Ricerche (CNR), Italie: Graziella Pizzichini.
- Centre Nationale d'Etudes Spatiales (CNES), Toulouse France: Jean-Luc Issler.
- Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace (Sup'Aero), Toulouse, France: Christian Colongo

HETE-2 est un satellite d'observation en orbite équatoriale avec une inclinaison de 1,9 degrés, un périhé à 595 km et une apogée à 635 km. La partie gauche de la figure 2.2 outre le fait qu'elle permet de visualiser l'orbite de HETE, indique les positions des différentes stations au sol avec lesquelles le satellite communique. Il existe deux sortes de stations, les *stations principales* (en gros carré sur la figure) qui sont au nombre de trois et qui servent au rapatriement des données et les *stations secondaires* (en petits carrés) qui permettent au satellite de transmettre les informations relatives aux déclenchements telles que le type de déclenchement, le temps et la position de l'évènement.

La direction de pointage de HETE-2 est anti-solaire avec un décalage pouvant aller jusqu'à 50 degrés (figure 2.2 à droite) et le satellite est donc soumis à un cycle jour-nuit. En

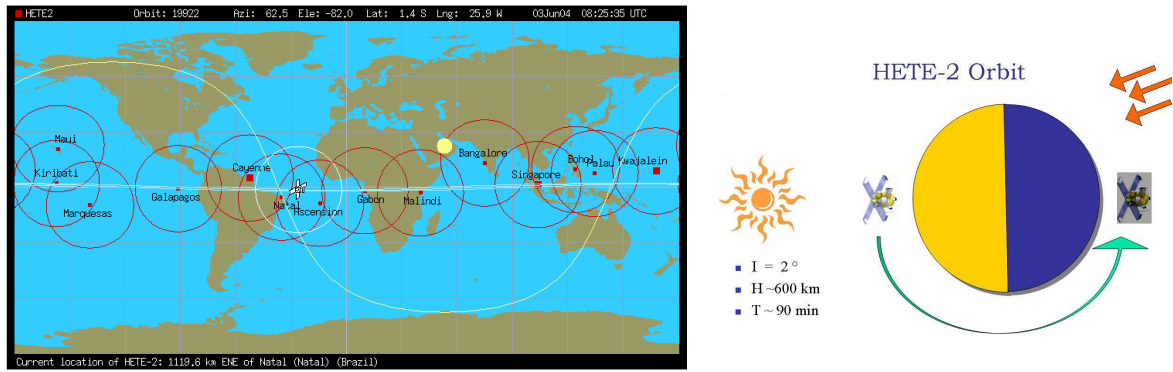


FIG. 2.2 – La figure de gauche montre la localisation de HETE-2 le 3 juin 2004. On peut visualiser son orbite autour de la terre et distinguer les différentes stations disséminées le long de l'équateur. Le point et les limites représentent le soleil et la limite jour nuit. Le schéma de droite explique le cycle jour nuit de HETE-2 dû à la position anti-solaire du satellite.

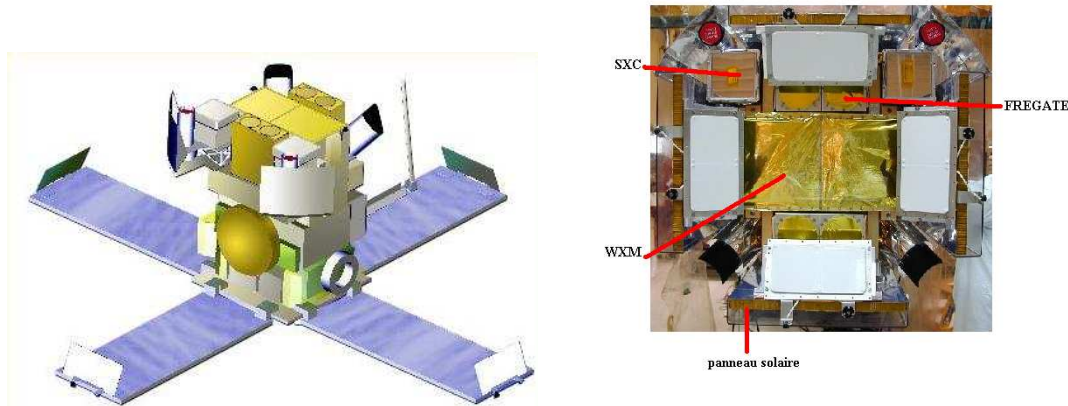


FIG. 2.3 – Ces deux figures montrent à gauche HETE-2 dans son ensemble et à droite vu du dessus. On peut distinguer les trois instruments, FREGATE, la WXM, la SXC, ainsi que les panneaux solaires.

effet, lorsque HETE-2 regarde la terre et ne peut pas détecter de sursauts dans son champ de vue, les instruments sont éteints et les batteries se rechargent via des panneaux solaires. Puisque HETE-2 est pointé anti-solaire, son champ de vue dérive le long de l'écliptique à un taux d'environ un degré par jour, couvrant ainsi annuellement une grande partie du ciel (figure 2.4 de gauche).

HETE-2 est un petit satellite dont les dimensions sont un mètre en hauteur et un demi-mètre de diamètre. La figure 2.3 montre une vue d'ensemble du satellite à gauche et une vue du dessus à droite sur laquelle on peut distinguer les trois instruments dédiés à l'étude des sursauts gamma :

1. Les quatre détecteurs de *rayons gamma* constituant FREGATE (FRench GAMMA Telescope), sont sensibles aux photons de 6 à 400 keV avec un champ de vue de 4 stéradians (la figure 2.4 à droite montre les différents champs de vue des instruments). FREGATE avertit en temps réel de la détection d'un sursaut gamma et mesure les variations temporelles ainsi que les spectres des différents événements détectés.

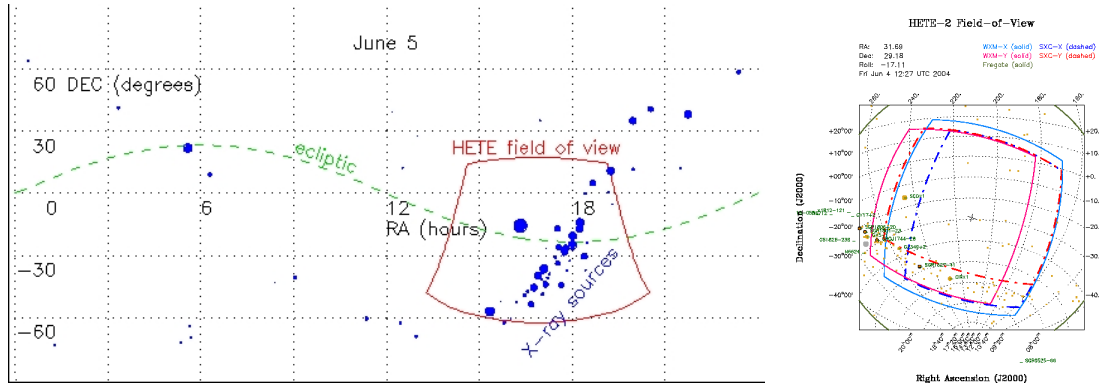


FIG. 2.4 – La figure de gauche représente le champ de vue de HETE-2 le 5 Juin 2001 dérivant le long de l'écliptique et celle de droite les différents champs de vue des trois instruments (le 4 juin 2004): en noir FREGATE, en bleu et rouge plein la WXM et en pointillé la SXC. Les points représentent les positions des différentes sources X et gamma connues.

2. Situés au centre du satellite, les deux gros détecteurs de *rayons X à grand champ de vue* de la WXM (Wide field X-ray Monitor) sont sensibles dans la gamme d'énergie de 2 à 25 keV avec un champ de vue de 1.8 stéradians. La WXM a une bonne résolution en énergie et fournit une localisation en temps réel des sursauts gamma à 10' d'arc.
3. Les deux caméras CCD de la SXC (Soft X-ray Camera) sont sensibles aux *rayons X mous* dans la gamme d'énergie de 0.5 à 10 keV avec une très bonne résolution en énergie, une localisation à 1' d'arc et un champ de vue de 0.9 ster.

Lorsqu'un sursaut est détecté, toutes les informations sont transmises dans un premier temps aux stations puis au centre de contrôle de HETE-2 au MIT et enfin les coordonnées sont distribuées en temps réel aux observateurs grâce au réseau GCN (figure 2.5 de gauche). Si les coordonnées du sursaut ne sont pas précises, elles peuvent être affinées grâce à l'Inter-Planetary-Network (IPN) qui récupère les coordonnées des différents satellites en activité et calcule les positions par triangulation. La figure 2.5 de droite illustre la méthode: chaque paire de satellite (S1 et S2 par exemple) fournit un anneau des directions possibles d'arrivée du sursaut dont le centre est défini par le vecteur formé par les deux satellites, et dont le rayon dépend de la différence entre les temps d'arrivée divisée par la distance entre les deux satellites. En utilisant les données de plusieurs satellites, on est alors capable de fournir des coordonnées précises aux observateurs.

### 2.1.2 FRENch GAMMA ray Telescope: FREGATE

FREGATE [7] est constitué d'un boîtier électronique et de quatre détecteurs identiques, l'instrument a un poids de 14 kg et consomme une puissance électrique de 9 watts. Contrairement aux autres instruments de HETE-2, FREGATE ne peut pas localiser les sursauts, le seul moyen de reconnaître si un sursaut est dans le champ de vue est de comparer les coups dans les différents détecteurs. Je décrirai cette méthode dans le chapitre 3.5. Les quatre détecteurs ont une surface identique de 40  $cm^2$ , ce qui fait une surface totale de 160  $cm^2$  et un grand champ de vue (4 stéradians). FREGATE couvre une gamme d'énergie comprise entre 6 keV et 400 keV, son seuil en énergie est donc assez bas. Un détecteur est constitué d'un cristal NaI dopé au Thalium (de 71 mm de diamètre et 10

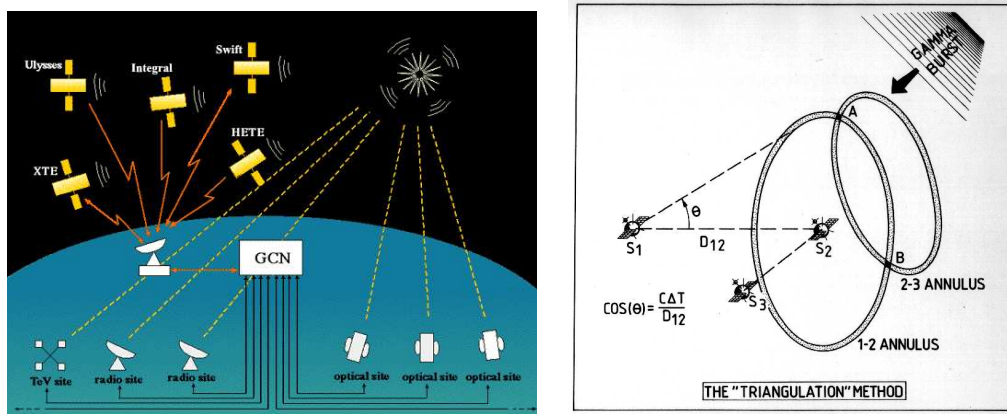


FIG. 2.5 – La figure de gauche schématise le réseau GCN [12] et celle de droite la méthode de triangulation utilisée par l’IPN [66] pour calculer les positions des sursauts à partir de plusieurs satellites.

mm d’épaisseur) et d’un photomultiplicateur (voir figures 2.17). Le cristal est recouvert par une fenêtre de Beryllium de 0.8 mm d’épaisseur qui le protège de la lumière ambiante et conserve la sensibilité à basse énergie (la transmission de la fenêtre est supérieure à 65% à 6 keV). Les modules eux sont en partie recouverts par un *blindage* constitué de plomb, de tantale, d’étain et de cuivre. Ce bouclier absorbe les photons des sursauts qui arrivent avec un angle supérieur à  $70^\circ$  et protège FREGATE des rayonnements qui arrivent sur le côté ou sur l’arrière des détecteurs tels que les sursauts solaires. Les détecteurs et leur électronique ont une résolution temporelle de  $6.4\mu s$  et un temps mort de  $10\mu s$ . Ils pointent dans la même direction et fonctionnent indépendamment les uns des autres. Deux sources radioactives de Barium 133 sont utilisées à bord pour la calibration des détecteurs. Ces sources émettent deux raies d’émission à 81 keV et 356 keV avec une période de 10.5 ans. Il existe deux modes de fonctionnement des détecteurs: le mode *continu*, pendant lequel les données sont recueillies en permanence et le mode *burst*, qui suit un déclenchement. Ce mode fournit un résumé des déclenchements ainsi que les données spectrales et temporelles de tous les photons qui proviennent du sursaut.

Quatre bandes d’énergie ont été définies pour les détecteurs de FREGATE:

bande A: 6-40 keV

bande B: 6-80 keV

bande C: 32-400 keV

bande D:  $> 400$  keV

L’électronique de FREGATE génère 6 types de données. Les données **hk** et **spy** sont générées en permanence, les **th** et **sp** sont générées pendant la nuit lorsque le détecteur fonctionne et les données **tr** et **ph** sont générées lorsqu’il y a un déclenchement:

1. Données “housekeeping” **hk** qui sont produites en continuité et qui précisent l’état des détecteurs (température, tension).
2. Données **spy**: elles produisent un fichier qui décrit le mode de fonctionnement de l’instrument (mode OFF, ON, BURST).
3. Un historique du comptage (données **th**) dans les quatre bandes d’énergie de FREGATE avec une résolution temporelle de 160 ms. Ces données sont produites lorsque les détecteurs fonctionnent: la nuit. La figure 2.6 en haut à gauche représente les données **th** pour GRB 030725.

4. Les spectres en énergie répartis dans 128 canaux (données **sp**) pour chaque détecteur. Ces données sont produites lorsque les détecteurs fonctionnent: la nuit. Chaque spectre a une durée de 5.24 s. La figure 2.6 en haut à droite montre un exemple de courbe de lumière pour les données spectre (128 canaux). On remarque que la résolution temporelle est nettement moins précise que pour les autres types de données. Néanmoins la résolution spectrale permet de produire des spectres continuellement pour tous les types d'événements détectés par FREGATE.
5. Les données **tr** donnent un résumé complet d'un déclenchement, précisent les détecteurs qui ont déclenché, la gamme d'énergie, l'intervalle de temps, le temps du déclenchement.
6. Les données photons (données **ph**) sont produites à chaque déclenchement pour chaque détecteur et sont constituées de 65 000 photons par détecteur, caractérisés par leur temps d'arrivée et leur énergie. Les spectres en énergie sont répartis dans 256 canaux et la résolution temporelle est de  $6.4\mu s$ . La figure 2.6 du bas illustre ce type de données. Dans ce cas, les photons sont regroupés par paquets de 200 dans toute la gamme d'énergie. Ce type de données, produites seulement dans le cas d'un déclenchement, permet d'obtenir une excellente résolution tant en temps qu'en énergie.

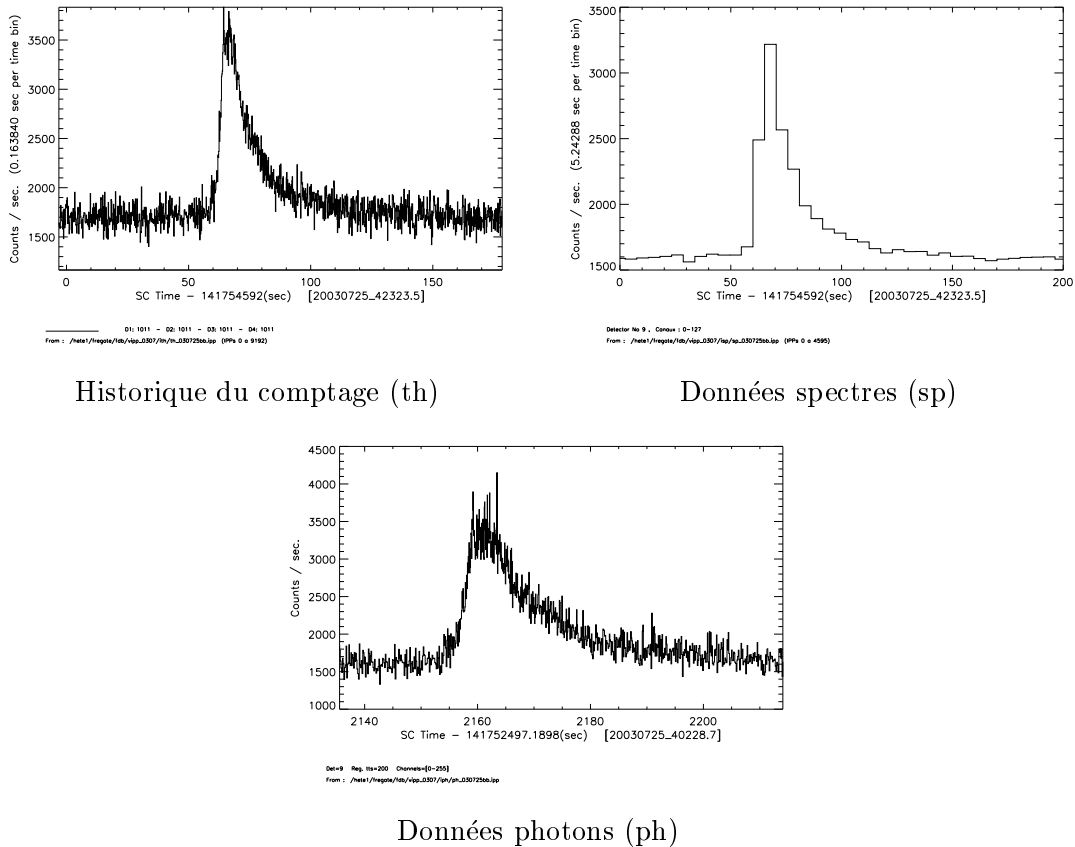


FIG. 2.6 – Ces figures montrent les courbes de lumière des trois différents types de données générées par FREGATE pour le sursaut GRB 030725. Elles correspondent toutes à une durée de  $\sim 100$ – $200$  s, intégrée dans toute la gamme d'énergie (pour les données **sp** et **ph**). En haut à gauche les données **th** provenant de l'historique de comptage avec une résolution temporelle de 160 ms. En haut à droite les données spectres **sp** avec une résolution temporelle de 5.24s. En bas les données photons **ph** constituées de tous les photons regroupés par paquets de 200.



### Déroulement typique d'un déclenchement de FREGATE

Le déclenchement se fait dans *deux gammes d'énergie*: la bande B (6–80 keV) et la bande C (32–400 keV), et sur *quatre intervalles de temps*  $\Delta t$ : 20ms, 160ms, 1.3s et 5.2s. Un déclenchement a lieu lorsque le taux de comptage mesuré pendant  $\Delta t$  dépasse d'un facteur  $k$  les fluctuations dues au bruit mesuré en moyenne pendant  $\Delta t$  durant les dernières  $T$  secondes.  $T$  et  $k$  sont des paramètres ajustables,  $T \sim 30$ s et  $k$  est compris entre 4 et 18.

Lorsqu'un déclenchement a lieu, FREGATE commence à enregistrer les données **ph**. L'enregistrement s'arrête soit lorsqu'une durée de 80s après le déclenchement est atteinte soit lorsque le nombre de photons enregistrés par détecteur depuis le déclenchement atteint 56 000 (65000 – 8000). En effet, 8 000 photons par détecteur sont mémorisés avant le déclenchement.

A chaque orbite les données enregistrées sont rapatriées au MIT via les trois stations primaires en relation avec HETE-2.

### 2.1.3 La Wide field X-ray Monitor WXM

La WXM est située au centre du satellite (figure 2.3 de droite). C'est l'instrument qui fournit les positions instantanées des sursauts gamma [68]. Elle est constituée de quatre compteurs proportionnels (PSPC) associés à deux masques codés unidimensionnels situés 187 mm au-dessus des PSPCs. Les masques sont constitués d'aluminium (0.5 mm) plaqué d'or (50.8  $\mu$ m). Il y a deux unités de compteurs appelées caméra X et caméra Y qui ont chacune deux PSPCs (XA XB pour la caméra X et YA YB pour la caméra Y). L'orientation de la caméra X est perpendiculaire à celle de la caméra Y et les localisations dans les deux unités sont déterminées séparément. Un PSPC est constitué de trois fils d'anode en fibre de carbone de 10  $\mu$ m de diamètre et de 120 mm de longueur. Le compteur est divisé en une couche supérieure avec les trois anodes et une couche inférieure appelée couche *veto*. Cette couche permet de distinguer les particules chargées des photons X. Les compteurs sont remplis de 97% de xenon et 3% de dioxyde de carbone. Une fenêtre de beryllium de 100  $\mu$ m est placée devant le détecteur.

La WXM sert aussi à la détection des sursauts gamma. Il existe 68 critères de déclenchement avec des intervalles de temps variant de 80ms à 27s et des seuils de déclenchement variant de 4.7 à 8 sigma.

L'électronique de la WXM génère comme dans le cas de FREGATE 6 types de données:

1. Données "housekeeping" **hk** qui sont produites en continuité et qui précisent l'état de la structure, la température, tension de l'électronique de bord (équivalentes aux données hk de FREGATE).
2. Données **RAW** définissent l'état de l'instrument et la calibration en énergie.
3. Un historique du comptage (données **th**) dans quatre bandes d'énergie 2–5 keV, 5–10 keV, 10–17 keV et 17–25 keV avec une résolution temporelle de 1.2s (équivalentes aux données th de FREGATE).
4. Données **POS** donnent l'histogramme des positions dans deux gammes d'énergie (2–7 keV et 7–25 keV) avec une résolution temporelle de 6.6s.
5. Les spectres en énergie (données **PHA**) pour chaque fil d'anode. Chaque spectre a une durée de 4.9s (équivalentes aux données sp de FREGATE).
6. Les données photons (données **TAG**) sont produites à chaque déclenchement. Les photons sont enregistrés avec leur temps, énergie et position (équivalent aux données

ph de FREGATE avec la position en plus).

Lorsqu'un sursaut déclenche FREGATE ou la WXM, deux histogrammes des positions des caméras X et Y pour les régions temporelles du signal et du bruit de fond sont extraits puis la soustraction des deux régions est comparée aux modèles de simulation Monte Carlo à tous les angles d'incidence. Lorsque le rapport signal sur bruit est suffisamment grand, le meilleur ajustement est alors obtenu pour les coordonnées du sursaut. Les coordonnées de la WXM sont ensuite converties en coordonnées célestes en utilisant les informations sur l'altitude du satellite. L'erreur sur les positions calculées à bord est de  $10'$  et de  $6'$  pour celles calculées au sol. Malheureusement, un dysfonctionnement de la fenêtre de Be (sans doute due à une micrométéorite ou à des débris spatiaux) a causé la fuite du gaz de la caméra YB en janvier 2003. La caméra a été perdue, diminuant l'efficacité de la WXM.

#### 2.1.4 La Soft X-ray Camera SXC

La SXC est l'instrument qui fournit une position plus précise des sursauts gamma [138]. Elle est constituée de caméras CCD sensibles à l'optique et aux rayons X et de masques codés unidimensionnels fins (faits de 99% d'or avec de l'acier). Le masque se trouve à 95 mm au-dessus des CCD, il est constitué de 2100 éléments de  $45\mu m$  chacun. Suite à une augmentation de la densité d'oxygène atomique à l'altitude de vol de HETE-2, causée par d'intenses sursauts solaires, les filtres plastiques protégeant la SXC furent endommagés, et la moitié de chaque CCD n'est plus protégée du rayonnement visible. La SXC ne fonctionne donc plus durant les phases brillantes de pleine lune.

La procédure de localisation des sursauts est limitée à la région fournie par la WXM. La précision des localisations fournies par la SXC est de  $1'$  en temps réel et  $50''$  à bord (contre  $6'$  pour la WXM).

#### 2.1.5 Evénements détectés par HETE-2

HETE-2 observe le ciel dans une gamme d'énergie qui s'étend de 2 keV à 400 keV. Son objectif principal est la détection et la localisation dans un délai très bref des sursauts gamma. Pour cela, il faut pouvoir différencier rapidement un sursaut gamma des autres particules susceptibles de déclencher les instruments. Je présente dans cette partie les différents événements transitoires, autre que les sursauts gamma, observés par HETE-2. La plupart de ces événements sont très intéressants à étudier, d'où l'utilité des données *sp* qui fournissent des spectres continûment.

#### Les Soft Gamma Repeaters SGRs

Les SGRs sont une classe à part de sources transitoires de haute énergie. Ce sont des étoiles à neutrons fortement magnétisées, ou *magnétars*. Ces *magnétars* ont des périodes de forte activité qui durent de quelques jours à quelques mois. Durant ces périodes, ils émettent entre quelques sursauts et plusieurs centaines de sursauts dans toutes les directions (la fréquence peut atteindre jusqu'à plusieurs sursauts par heure). On connaît aujourd'hui  $\sim 5$  sources de SGRs: SGR 0525-66, SGR 1801-23, SGR1627-41, SGR 1900+14 et SGR 1806-20, seulement les deux dernières ont été observées par HETE-2. Les sursauts des SGRs durent typiquement quelques *dixièmes de seconde*, présentent une *très forte variabilité* et comme les GRBs n'ont pas de courbe de lumière typique. La figure

2.7 montre par exemple la courbe de lumière de deux sursauts de SGR 1900+14 détectés par FREGATE à quelques jours d'intervalle. Le sursaut de gauche détecté le 28 juin 2001 est caractérisé par un pic large qui dure 0.25 s avec une forte variabilité à petite échelle. Le sursaut de droite, détecté le 2 juillet 2001, se caractérise plutôt par une montée très rapide et une décroissance plus lente avec une forte variabilité à petite échelle. Ce sursaut dure  $\sim 4$  s et c'est le plus important détecté par FREGATE.

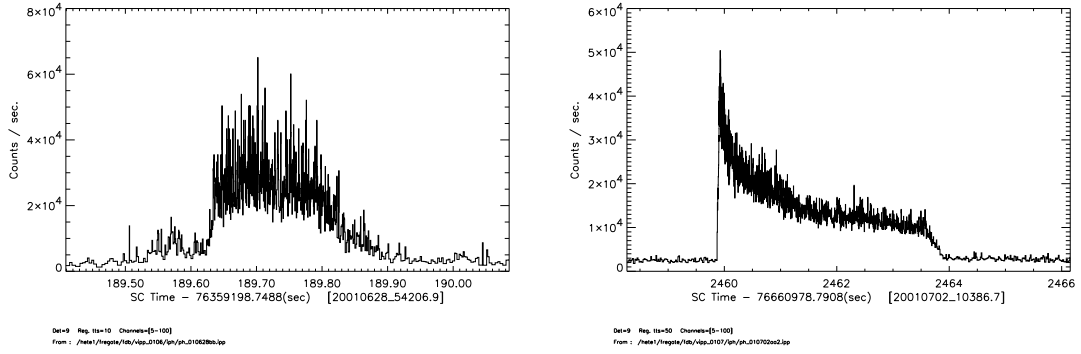


FIG. 2.7 – sursauts émis par SGR1900+14 à quelques jours d'intervalles.

Les observations de FREGATE ont montré que les spectres des SGR sont ajustables par un modèle composé de *deux lois de corps noir*, dont la première a une température typique de  $kT_1 \sim 4$  keV et la seconde de  $kT_2 \sim 10$  keV. La figure 2.8 montre le spectre en énergie en  $E^2N(E)$  du sursaut du 2 juillet 2001 provenant de SGR 1900+14. Ce spectre est parfaitement ajustable par deux lois de corps noir de températures  $kT_1 = 4.4 \pm 0.1$  keV et  $kT_2 = 9.9 \pm 0.3$  keV. Il faut aussi noter que les SGRs émettent la plupart de leur énergie en-dessous de 150 keV alors que les sursauts gamma peuvent émettre pour les plus énergétiques jusqu'à quelques MeV. *Les sursauts des SGRs sont donc différenciables des sursauts gamma par leur position qui est connue, leur courbe de lumière et leur spectre.*

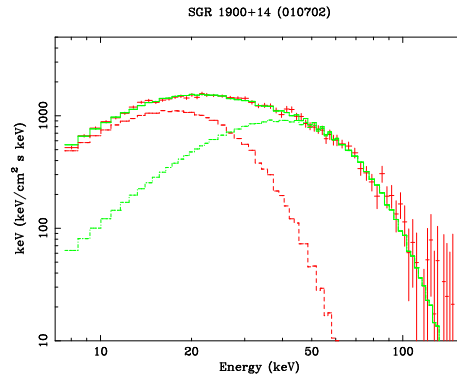


FIG. 2.8 – Spectre en énergie du sursaut de SGR 1900+14 du 2 juillet 2001. Ce spectre est ajustable par un modèle composé de deux lois de corps noir de température  $kT_1 = 4.4 \pm 0.1$  keV et  $kT_2 = 9.9 \pm 0.3$  keV.

Ceci est un résultat important sur les SGRs, qui a pu être mis en évidence par l'étude des données de HETE-2 [101]. De plus, la seconde loi de corps noir pourrait être associée à un *fireball* à la surface de l'étoile à neutrons qui aurait un rayon de  $\sim 5 - 6$  km et une température typique de  $\sim 11$  keV.

La bonne résolution spectrale de FREGATE et sa gamme d'énergie étendue permettent donc d'étudier précisément d'autres phénomènes de haute énergie que les sursauts gamma.

### Les sursauts X: X-Ray Bursters

Les sursauts X contrairement aux sursauts gamma proviennent de sources connues et leur mécanisme d'émission est bien compris. Les premières sources de sursauts X (ou bursters X) ont été découvertes dans les années 1960 par des missions américaines. Depuis, de nombreuses expériences les étudient: RXTE, XMM, CHANDRA ... Les bursters X les plus lumineux de la galaxie sont liés à des *étoiles à neutrons*. Ces objets ultra-compacts sont le résidu de l'évolution des étoiles massives. Lorsque l'étoile à neutrons se trouve dans un système binaire serré, la matière du compagnon est attirée par le résidu compact vers lequel elle tombe progressivement en spiralant, formant un disque d'accrétion. L'énergie gravitationnelle est telle au voisinage de l'étoile à neutrons que la matière y est chauffée à des centaines de millions de degrés. Ces objets sont ainsi visibles jusqu'à la limite du domaine  $\gamma$  (100 keV).

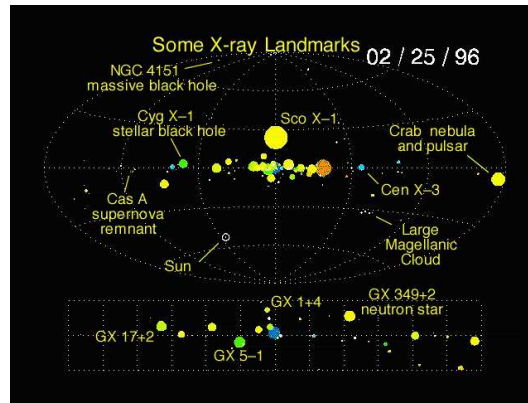


FIG. 2.9 – Figure présentant une carte du ciel en rayons X sur laquelle on remarque que les sources X sont réparties sur le plan galactique.

Ces sources X sont extrêmement variables. Lorsque la matière tombe enfin sur l'étoile à neutrons, elle est chauffée, et émet des rayons X de plus basse énergie. Dans certains cas, cette matière accumulée à la surface de l'étoile peut donner lieu à un phénomène de fusion thermonucléaire explosive, conduisant à une émission X très intense mais de courte durée d'environ une dizaine de secondes: c'est ce phénomène que l'on appelle *sursaut X*. Les sources X suivent une distribution de type galactique groupée vers le centre de la galaxie comme le montre la carte de la figure 2.9 à droite.

Le mécanisme principal conduisant à l'émission de rayons X est le rayonnement thermique d'un gaz très chaud. Si ce gaz est opaque à son propre rayonnement, le spectre en énergie est continu et lisse et caractérisé par un **spectre de corps noir**.

Les sources de sursauts X, par leurs variations temporelles rapides, sont détectées et déclenchent FREGATE et la WXM. Néanmoins, les *sursauts X* (XRBs) sont différenciables des sursauts gamma par leur position qui est connue, leur courbe de lumière et leur spectre.

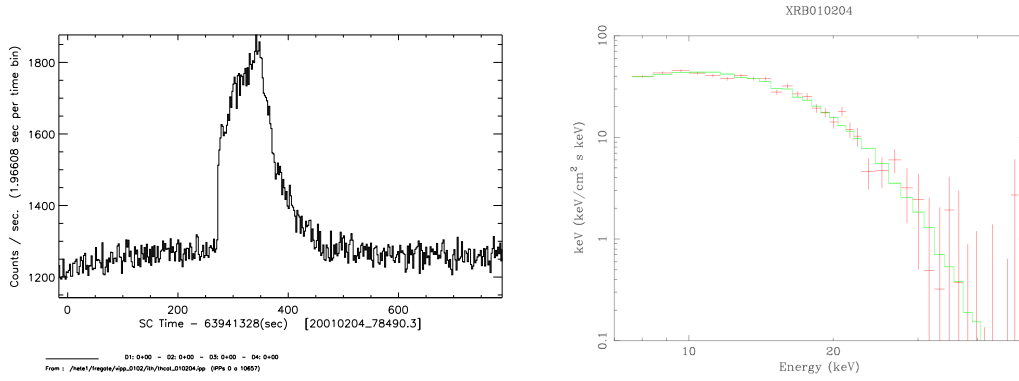


FIG. 2.10 – *Courbe de lumière à gauche du sursaut X du 4 février 2001: XRB010204. Ce sursaut est particulièrement brillant et provient de la source 4U0614+091. Son spectre en énergie est montré à droite. Le spectre est ajustable avec un modèle de loi de corps noir.*

### Les sources X galactiques: SCO X-1

Il existe, en plus des bursters X, de nombreuses sources galactiques de rayons X. Ces sources sont connues et étudiées depuis longtemps par les mêmes missions citées dans le paragraphe précédent. Scorpius X-1 (SCO X-1) est la source de rayons X la plus puissante du ciel après le Soleil. Située dans la constellation du Scorpion, à une distance d'environ 9000 années-lumière de la Terre, elle a été découverte par un des premiers vols de fusées scientifiques, en juin 1962. Elle est présente dans le champ de vue de FREGATE de Avril à Juillet. La figure 2.11 montre la courbe de lumière de FREGATE dans les bandes A et C pendant la période d'activité de SCO X-1. Cette forte activité est visible dans les trois dernières orbites de la bande A, mais on peut remarquer qu'elle n'a aucune influence sur les hautes énergies (bande C). En raison de cette activité, et afin de limiter les déclenchements dus à SCO X-1, les seuils de déclenchement de FREGATE dans la bande B sont augmentés lorsque SCO X-1 est dans le champ de vue.

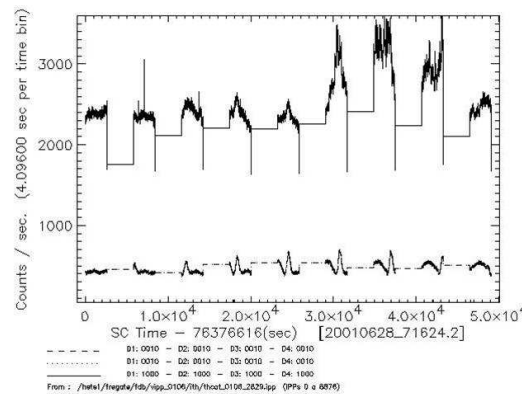


FIG. 2.11 – *Courbe de lumière de FREGATE durant 9 orbites dans deux gammes d'énergie, en haut la bande A (6–40 keV) et en bas la bande C (30–400 keV). Durant cette période, SCO X-1 présente une forte activité qui est clairement visible dans les 3 dernières orbites. On peut aussi remarquer que SCO X-1 n'a aucune influence dans les hautes énergies (courbe du bas). Les trois pics courts dans les orbites 2 et 3 dans la bande A sont des X-Ray Bursts.*

### L'Anomalie Sud Atlantique SAA et l'Anomalie Equateur

La terre est entourée par un champ magnétique dipolaire, qui piège les particules ionisées le long de lignes de champ magnétique. Ces lignes sont confinées dans une cavité, la *magnétosphère* de la terre qui forme des ceintures de radiation ou ceintures de van Allen dans lesquelles les particules sont piégées. La ceinture intérieure, située entre environ  $\sim 400$  km et 10000 km, contient principalement des protons avec des énergies de plus de 10 MeV et des électrons piégés après les grandes éruptions solaires. C'est une population assez stable mais sujette à des perturbations occasionnelles dues aux orages géomagnétiques, et qui varie avec le cycle solaire de 11 ans. Il existe néanmoins une region au-dessus de l'Océan Atlantique au large de la côte brésilienne où, en raison du décalage entre les axes géographiques et magnétiques de la terre, la ceinture intérieure atteint une altitude minimum d'environ 250 kilomètres. Pour les satellites ayant des orbites inclinées entre 35 et 60 degrés et des altitudes de quelques centaines de kilomètres, cette singularité, appelée Anomalie de l'Atlantique Sud (SAA) devient importante. En effet les satellites traversent alors périodiquement cette zone et sont ainsi à chaque passage, pendant quelques minutes exposés à un flux plus important de rayonnement, rayons cosmiques, particules chargées qui peuvent alors atteindre les couches basses de l'atmosphère. Les détecteurs sensibles à ces particules chargées sont donc régulièrement arrêtés lors des passage au-dessus de la SAA.

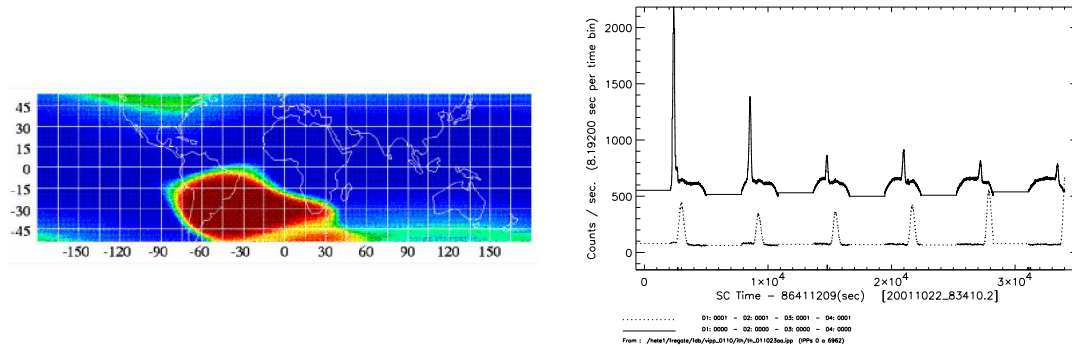


FIG. 2.12 – A gauche, l'image de l'endroit relatif de la SAA déterminé par les données du satellite ROSAT [125]. A droite, différentes courbes de lumière de FREGATE, dans lesquelles on peut distinguer les signatures des électrons et des protons capturés lors du passage au-dessus de la SAA. La courbe supérieure est représentée dans la bande B. Les grands pics visibles dans cette bande sont dus aux électrons capturés quelques instants avant que FREGATE ne détecte les pics dus aux protons de l'Anomalie de l'Atlantique Sud dans la bande D (courbe du bas).

Le cas de HETE-2 est différent puisque son inclinaison n'est que de 1.9 degrés. On détecte néanmoins facilement ces passages au nord de la SAA. La figure 2.12 de droite montre la courbe de lumière dans la bande B (en haut) et D (en bas). Le signal dans la bande D montre les signatures des protons de la SAA. La courbe du haut présente quant à elle des pics qui ne sont pas dus à la SAA mais aux électrons détectés quelques instants avant de rentrer dans la SAA au moment du passage dans les ceintures de radiation [133]. Ces événements ont l'air de dépendre fortement de l'activité solaire. Ils restent cependant encore mal compris et comme les protons de la SAA, ils sont susceptibles de déclencher FREGATE ou la WXM.

### L'activité solaire

Le 28 octobre 2003, une des plus puissantes éruptions solaires a été observée et a provoqué une tempête magnétique qui a atteint la Terre le lendemain. Cette éruption solaire a émis un jet massif de particules (protons et électrons) voyageant à environ 2 000 km/seconde qui ont provoqué un orage radio dans l'ionosphère s'étendant de 50 km à quelques centaines de kilomètres d'altitude. Ces particules ont été détectées par HETE-2 qui a vu son nombre de coups reçus augmenter considérablement. La figure 2.13 de gauche présente le nombre de coup détectés par FREGATE dans la gamme d'énergie 7–80 keV pendant cette période de forte activité comparé à un jour “normal” à droite. On peut remarquer que pendant la période d'activité le nombre de coups a atteint  $\sim 65000$  coups par seconde alors que typiquement, FREGATE détecte dans cette gamme d'énergie un nombre moyen de 1300 coups par seconde.

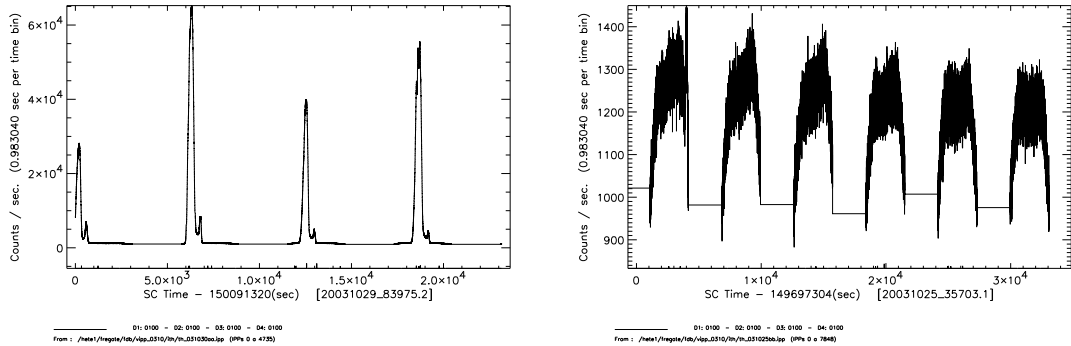


FIG. 2.13 – Nombre de coups détectés par FREGATE dans la gamme d'énergie 7–80 keV, à gauche pendant la forte activité fin Octobre 2003 due à une puissante éruption solaire comparée à une activité normale à droite.

Les hautes tensions de FREGATE sont éteintes à chaque orbite durant le *day time*, lorsque HETE-2, dans sa configuration anti-solaire, regarde la terre. Cependant à certaines occasions, il est intéressant d'avoir la terre dans le champ de vue de HETE. Le seuil de déclenchement relativement bas de FREGATE le rend alors sensible aux sursauts solaires diffusés par l'atmosphère terrestre. Il arrive aussi de détecter de tels sursauts en début ou en fin d'orbite. La figure 2.14 montre un sursaut solaire détecté par HETE-2. On peut remarquer que pendant cette période les hautes tensions n'étaient pas mises en veille et on observe donc à chaque orbite l'occultation de la terre.

L'activité solaire peut donc provoquer des perturbations importantes sur les courbes de lumière enregistrées par HETE-2 et déclencher les différents instruments.

### Les parasites

Certains déclenchements peuvent être dus à des parasites dans les détecteurs ou à des fluctuations statistiques du bruit de fond. Il arrive que certaines fluctuations soient assez importantes pour déclencher HETE-2.

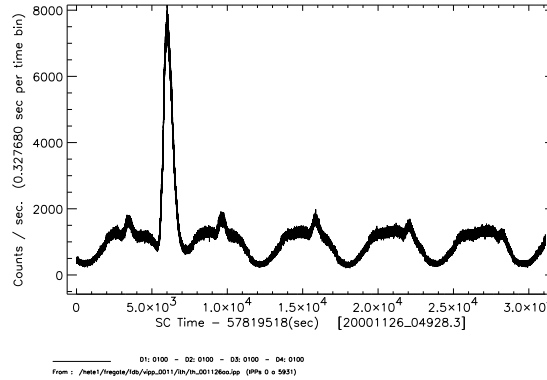


FIG. 2.14 – Un sursaut solaire diffusé par l’atmosphère terrestre et détecté par HETE-2

## 2.2 Traitement des données

Après avoir vu le fonctionnement de HETE-2 et de ses divers instruments, je présente le traitement des données de FREGATE. Je commence par une introduction générale de l’analyse spectrale en astronomie X et  $\gamma$ , ainsi qu’une description générale d’un détecteur type FREGATE et de son fonctionnement. Je présente ensuite le traitement que l’on applique aux données brutes afin qu’elles soient exploitables par le logiciel de traitement spectral XSPEC.

### 2.2.1 Astronomie X et $\gamma$

L’astronomie des rayons X de haute énergie et des rayons  $\gamma$  est aujourd’hui qualifiée d’astronomie de l’extrême. Extrême parce que les énergies des photons X et  $\gamma$  les rendent difficilement détectables lorsque leurs énergie sont, souvent supérieur à 30 keV. Ces photons, issus pour la plupart d’émission de nature non-thermique (synchrotron, compton-inverse...), ont des énergies telles qu’ils sont difficilement observables. Tout d’abord parce que notre atmosphère constitue un écran totalement opaque au rayonnement gamma, puis parce leurs énergies sont tellement grandes que la matière les perçoit plus comme des projectiles que comme une onde que l’on peut réfléchir ou focaliser.

#### Les interactions:

Les interactions physiques des photons gamma avec la matière, permettant de les détecter sont diverses, et dépendent de l’énergie des photons. Entre quelques dizaines de keV et quelques MeV, ce sont l’effet photoélectrique et la diffusion compton qui sont dominants, et à plus haute énergie la création de paires. Ce dernier effet ne rentre pas en compte dans les détecteurs de FREGATE dont la gamme d’énergie est comprise entre 6 et 400 keV.

**Effet photoélectrique:** Un photon gamma incident interagit avec un électron d’une orbitale interne d’un atome du milieu, l’électron (appelé photo-électron) est expulsé avec toute l’énergie du photon incident moins l’énergie de liaison de l’électron et le photon incident est complètement absorbé. Pour qu’il y ait ionisation, il faut que l’énergie du photon incident soit supérieure à l’énergie de liaison de l’électron. La direction du photo-électron dépend de la direction et de l’énergie du photon



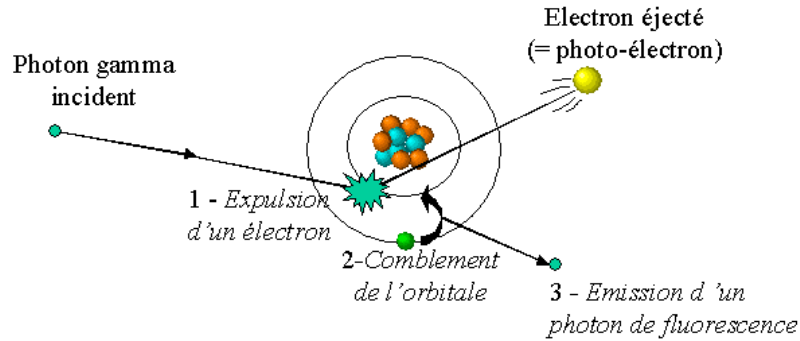


FIG. 2.15 – Schéma expliquant l'effet photoélectrique [102].

incident et connaissant ces dernières, on peut calculer des distributions d'énergie et de direction du photo-électron. L'atome, lui, est excité et émet un photon de fluorescence (voir figure 2.15). Cet effet est l'effet dominant à l'œuvre dans le principe de détection des rayons gamma par FREGATE.

**Diffusion compton:** C'est l'interaction d'un photon avec un électron libre ou peu lié (voir figure 2.16). Le photon ne cède qu'une partie de son énergie à l'électron, et est dévié de son trajet initial avec une énergie plus faible. L'électron lui est éjecté dans une autre direction avec une énergie variant suivant l'angle de sa trajectoire. On peut alors comme dans le cas précédent calculer, en fonction de l'énergie du photon incident, des distributions angulaires et d'énergie de l'électron éjecté.

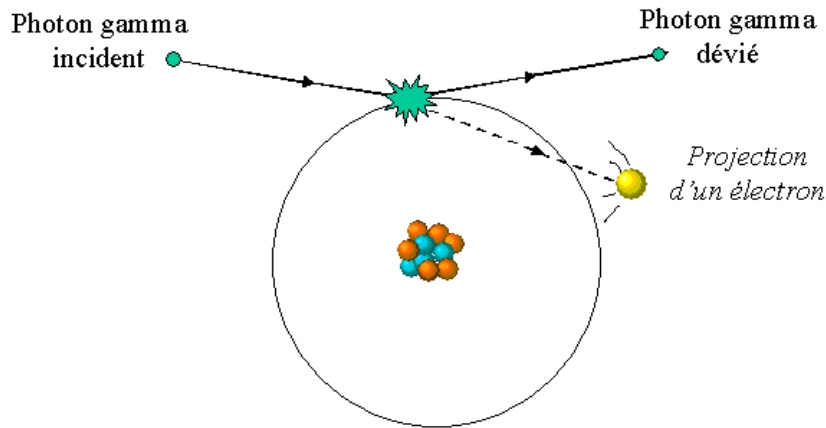


FIG. 2.16 – Schéma expliquant la diffusion Compton [102].

**Effet de paire:** Par interaction avec le champ électrique qui règne au voisinage d'un noyau atomique, un photon d'énergie  $E_0 > 2m_e c^2$  crée une paire électron-positron. Cet effet n'est cependant dominant qu'à très haute énergie (à partir de  $\sim 2$  MeV) et est donc négligeable dans le cas de FREGATE.

#### Du photon incident au spectre

Un détecteur, tel que un des quatres constituant FREGATE présenté sur la figure 2.17

du haut, est décomposé en deux parties: le **cristal scintillant** qui est la base du détecteur et qui permet de détecter les photons incidents provenant de la source étudiée et le **photomultiplicateur** (PM) qui permet de collecter l'émission lumineuse produite dans le cristal par suite de l'énergie déposée par les photons incidents, de les transformer en une impulsion électrique et d'amplifier celle-ci. Au moment de la reconstruction des spectres, on utilise la **matrice de réponse du détecteur** afin de retrouver l'énergie du photon incident à partir de l'énergie déposée dans le cristal.

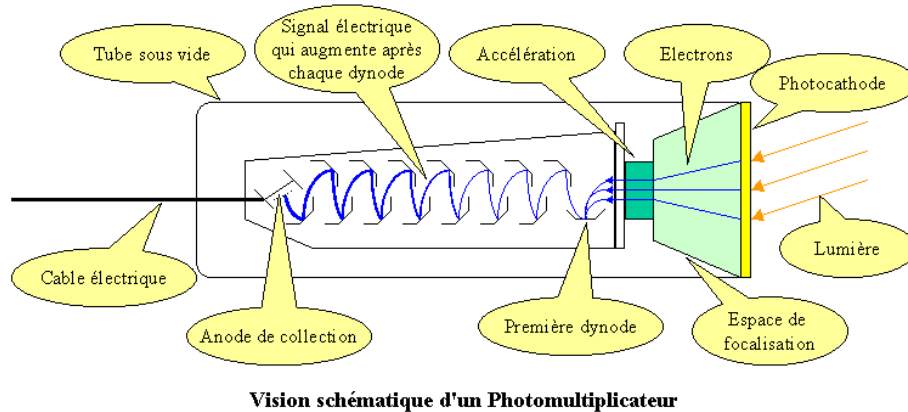
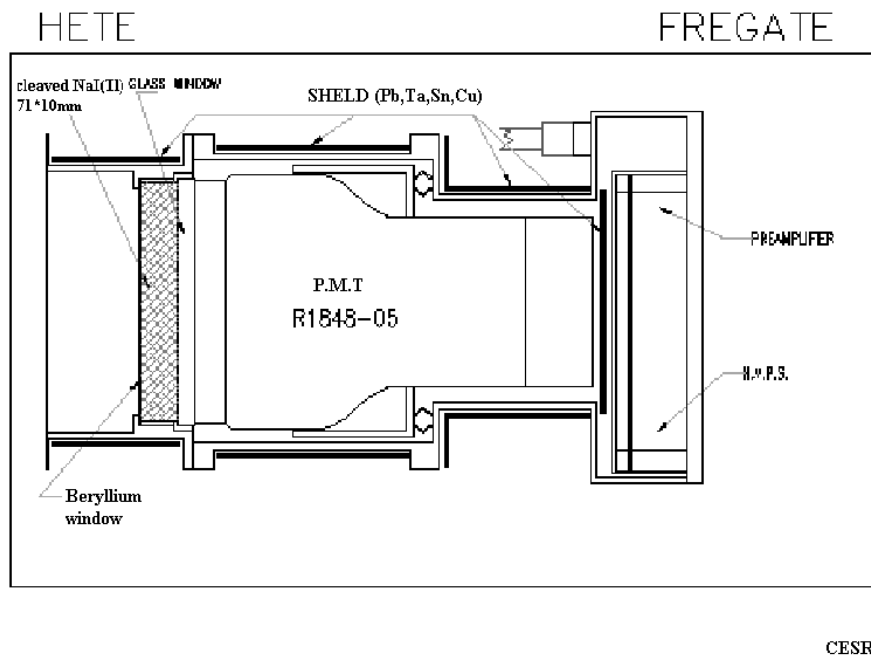


FIG. 2.17 – En haut, schéma d'un détecteur de FREGATE: cristal et photomultiplicateur [7]. En bas le fonctionnement général d'un photomultiplicateur [22].

**Le cristal scintillant:** Un cristal scintillant, comme ceux utilisés pour FREGATE,

transforme une partie de l'énergie déposée par les photons incidents de haute énergie en photons visibles qui sont collectés dans le photomultiplicateur. Le cristal de FREGATE est constitué d'iodure de sodium (NaI) dopé au thalium (Tl). Les photons incidents interagissent avec le détecteur soit par effet photo-électrique, soit par effet compton. Les électrons issus de l'effet photo-électrique emportent avec eux toute l'énergie du photon incident (moins leur énergie de liaison) alors que ceux issus de la diffusion compton n'emportent qu'une partie de l'énergie du photon incident. Ces électrons vont ensuite avoir une certaine trajectoire dans le milieu en fonction de la densité du milieu puis transmettre leur énergie aux atomes du cristal. Ces derniers sont alors excités et vont scintiller en émettant des photons visibles. Ces photons visibles traversent le cristal sans interagir et sont détectés par un photomultiplicateur. Les photons de fluorescence (issus de l'effet photoélectrique) et ceux diffusés par effet compton peuvent eux soit sortir du cristal et être perdus soit reinteragir avec le cristal, produire d'autres électrons et faire scintiller le cristal.

Les interactions au sein d'un cristal tel que celui utilisé pour FREGATE sont donc nombreuses, et il est important de connaître parfaitement la réponse du cristal pour pouvoir distinguer correctement les résidus des interactions (scintillation) issus des photons incidents, de fluorescence et ceux de diffusés. C'est pour cela que de nombreuses simulations sont effectuées sur le détecteur afin de déterminer la *matrice de réponse* (voir paragraphe suivant) qui permet à partir des hauteurs des impulsions mesurées à la sortie du photomultiplicateur de retrouver l'énergie des photons incidents. Les détecteurs de la WXM utilisent les mêmes processus d'interaction que ceux de FREGATE à l'exception du milieu du détecteur qui dans le cas de FREGATE est le cristal NaI(Tl), et dans celui de la WXM, est un gaz de Xénon.

### **Le photomultiplicateur (PM):**

La figure 2.17 du bas décrit le fonctionnement d'un photomultiplicateur. Une haute tension est appliquée à la cathode, aux dynodes et à l'anode, de telle sorte que tous ces éléments se trouvent à des tensions différentes croissantes. Lorsqu'un photon visible issu de la scintillation du cristal arrive sur la cathode, un électron y est émis par effet photoélectrique. Dû à la tension, cet électron est dirigé et accéléré vers la première dynode où il va transférer son énergie par choc avec celle-ci. Ceci donne naissance à des électrons secondaires qui sont émis et accélérés vers la dynode suivante et ainsi de suite. Une cascade d'électrons est donc créée et collectée à l'anode pour donner une impulsion qui sera amplifiée et analysée. Chaque photon visible issu de la scintillation du cristal est ainsi enregistré avec son énergie et son temps. Le rôle de la *matrice de réponse* du détecteur est de faire la correspondance entre l'énergie mesurée à la sortie du PM avec celle du photon incident, détecté par le cristal.

### **La matrice de réponse:**

La matrice de réponse est un élément essentiel dans la détection des rayonnements, elle permet de faire la correspondance entre l'énergie déposée dans le cristal et celle du photon incident, provenant de la source étudiée. Cette matrice est calculée pour toutes les énergies et tous les angles d'incidence possibles. A chaque énergie et chaque angle, une distribution des directions et des énergies déposées est calculée pour les électrons éjectés de chaque interaction ainsi que les probabilité d'interaction et d'échappement des photons de fluorescence et ceux issus de la diffusion Compton. La densité du cristal, le milieu environnant au cristal (le blindage et les autres détecteurs présents sur le satellite), le bruit issu du satellite sont pris en compte et calculés précisément. De nombreuses simulations sur le cristal et le satellite sont donc effectuées afin de reproduire correctement les énergies

des photons incidents. La vérification et calibration de la matrice de réponse se font à partir des observations de sources dont les spectres sont connus, le Crabe par exemple (voir section suivante). Il est aussi important de vérifier régulièrement que l'énergie mesurée est bien celle du photon incident et celle-ci, malgré la calibration de la matrice de réponse, peut varier. Cette variation est due au gain des instruments qui n'est pas stable. C'est pour cela que sont placées sur FREGATE deux sources radioactives qui permettent de vérifier que la relation entre l'énergie mesurée et la vraie énergie du photon incident est bonne. Cette relation est appelé *relation canal-énergie*. On peut ensuite étudier correctement les différents spectres des différentes sources.

**L'étude des spectres en énergie** pour l'astronomie gamma, est particulièrement intéressante, puisque le spectre déconvolué est directement **lié au mécanisme d'émission** à l'œuvre dans le phénomène. Un cas simple par exemple est le mécanisme principal conduisant à l'émission X (dans le cas des sources de sursauts X) qui est le rayonnement thermique d'un gaz chaud. Si ce gaz est opaque aux rayonnements, le spectre en énergie est supposé continu et lisse, *de corps noir*. Lorsqu'un spectre de corps noir est observé, c'est donc que l'émission est d'origine thermique: *l'étude des spectres en énergie permet de définir le mécanisme d'émission*. En ce qui concerne les sursauts gamma, le mécanisme d'émission n'est encore aujourd'hui pas bien compris. Le mécanisme supposé par la majorité de la communauté est le mécanisme d'émission synchrotron (voir chapitre 4) néanmoins, les modèles théoriques peinent encore à reproduire les spectres observés. Il est donc important d'étudier précisément ces spectres afin de contraindre au maximum les modèles théoriques.

### 2.2.2 Données de FREGATE

Lorsque les données de FREGATE sont enregistrées par l'électronique à bord, elles sont brutes et ne peuvent être directement utilisables par un logiciel de traitement spectral. Les traitements à appliquer viennent de diverses corrections nécessaires pour prendre en compte la réponse de l'instrument, l'angle d'incidence du sursaut, la calibration etc.... Je présente dans cette partie les différentes corrections qu'il a fallu ajouter à la matrice de réponse et que l'on applique aux données afin de les rendre exploitables par XSPEC, le logiciel de traitement spectral pour données X et gamma.

Afin de reconstituer proprement les spectres des sursauts détectés par un détecteur, FREGATE par exemple, il est nécessaire de connaître parfaitement les différentes caractéristiques du détecteur. La **matrice de réponse de FREGATE** a été calculée à partir de simulations Monte Carlo de l'instrument effectuées à l'aide du code GÉANT au CERN [100]. Ce code prend en compte la nature des différents constituants du satellite et des détecteurs tels que leur géométrie, la fenêtre de béryllium, le blindage. Les simulations Monte-Carlo ont été vérifiées et testées avant le lancement en utilisant plusieurs sources radioactives permettant de couvrir une gamme d'énergie de 8 à 1300 keV et avec différents angles d'incidence. *30 matrices de réponse* ont donc été constituées pour différents angles compris entre  $0^\circ$  et  $72.5^\circ$ , par pas de  $2.5^\circ$ . Néanmoins les matrices correspondant aux angles supérieurs à  $60^\circ$  ne sont jamais utilisées. En effet, au-dessus d'un angle fixé à  $60^\circ$  on remarque sur la figure 2.18 de droite que la réponse du détecteur varie significativement pour de petit changement d'angle et l'aire effective devient trop petite à toutes les énergies pour reproduire correctement les données.

Afin de vérifier que la déconvolution des spectres est correcte, on vérifie la méthode

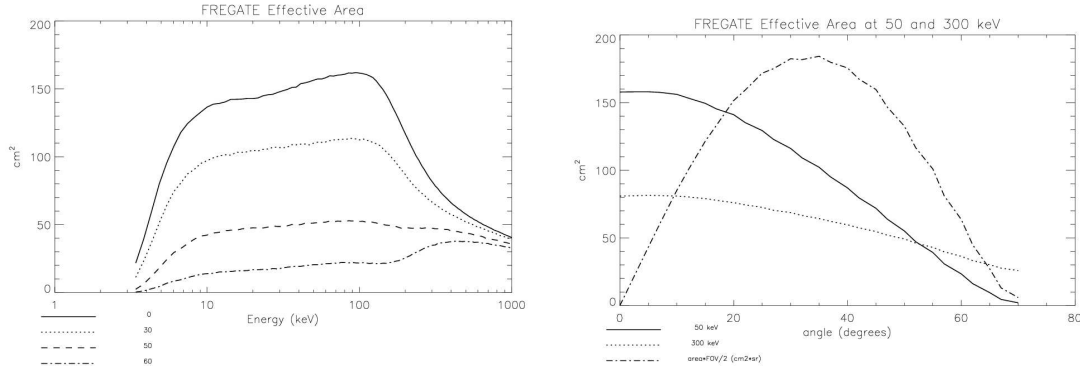


FIG. 2.18 – Ces deux figures montrent l'aire effective de FREGATE. À gauche en fonction de l'énergie pour différents angles et à droite en fonction de l'angle pour différentes énergies.

en observant une source connue, la nébuleuse du Crabe. Le spectre de cette source est connu très précisément (paramètres spectraux et fluence), ce qui permet de comparer les spectres observés par FREGATE et ceux de la littérature. La déconvolution des spectres pour les deux types de données, spectre (sp) et photon (ph) de FREGATE a été testée et vérifiée [100] en utilisant le pulsar du Crabe pour les données photons et la nébuleuse du Crabe pour les données spectres (voir la figure 2.19). Ces tests ont été effectués pour tous les angles d'incidence. Concernant le pulsar, la période de pulsation  $\nu = 29.832951$  Hz et l'indice spectral de la loi de puissance ( $1.87 \pm 0.13$  avec  $\chi^2_{red} = 1.1$  pour 86 dof) sont en accord avec les mesures de référence. L'indice spectral de la loi de puissance obtenu pour la nébuleuse ( $2.16 \pm 0.03$  avec  $\chi^2_{red} = 1.19$  pour 84 dof) est aussi en accord avec les mesures de référence.

Une autre étape importante est la **calibration en vol des détecteurs** afin de contrôler le gain des quatre détecteurs. Ce gain varie en effet non seulement à chaque orbite, en fonction de l'orientation du champ magnétique mais a aussi tendance à diminuer sur une longue période. Il est donc nécessaire de vérifier régulièrement le gain et la calibration. Cette calibration est effectuée grâce aux deux sources radioactives de  $^{133}\text{Ba}$  situées à bord du satellite. Ces deux sources émettent des photons à 81 keV et 356 keV. Les positions connues de ces raies d'émission permettent de calibrer les détecteurs et de définir la bonne relation canal-énergie pour chaque détecteur. Les figures 2.20 de droite montrent des ajustements du spectre du bruit de fond dans lesquels on peut voir les deux raies d'émission du baryum à 81 et 356 keV. La figure de gauche montre le spectre du bruit de fond dans toute la gamme d'énergie de FREGATE dans lequel on peut distinguer les deux raies.

### Problème de scintillation

Il a fallu inclure dans la matrice de réponse de FREGATE des éléments de correction dus sans doute à la présence d'une couche morte sur les détecteurs. Ce problème fut mis en évidence dans les spectres des sursauts intenses sous la forme d'un déficit de photons aux alentours de 40 keV.

Les figures 2.21 du haut montrent les spectres des sursauts GRB 001225, GRB 020813 et GRB 030329 qui sont les trois sursauts les plus intenses détectés par FREGATE. Sur ces figures, un déficit de photons est clairement présent autour de 40 keV. Une raie d'absorption dans le spectre fut la première solution envisagée pour GRB 001225. En

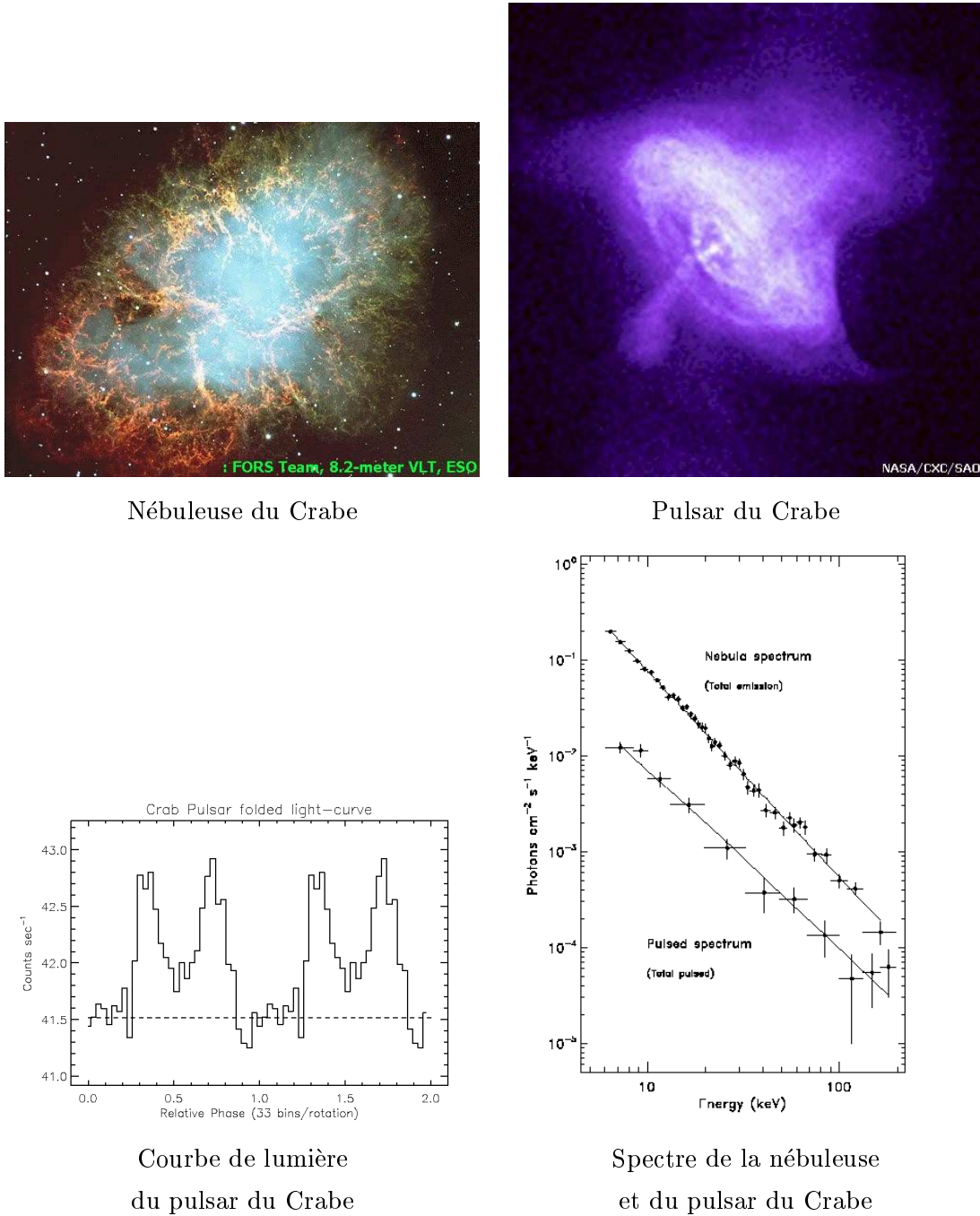


FIG. 2.19 – Ces figures montrent, à gauche la nébuleuse du Crabe en visible avec FORS sur le VLT [39] et à droite le pulsar du crabe en rayons X avec Chandra [24]. Le Crabe est la source qui a été utilisée pour calibrer les instruments à bord de HETE-2. Les spectres de ces deux objets sont parfaitement connus et sont de bonnes références pour de nombreux instruments d'observation X et gamma.

effet, à cette époque, le phénomène n'était pas visible dans les spectres des autres sursauts ainsi que dans ceux des SGRs. En particulier les spectres du sursaut du 2 juillet 2001 en provenance de SGR1900+14 (voir la figure 2.8) et de GRB 010928 qui était le sursaut le plus intense après GRB 001225 ne présentaient aucun déficit ou raie. Les figures 2.22 montrent les spectres en coups et les résidus (nombre de coups prédit par le modèle

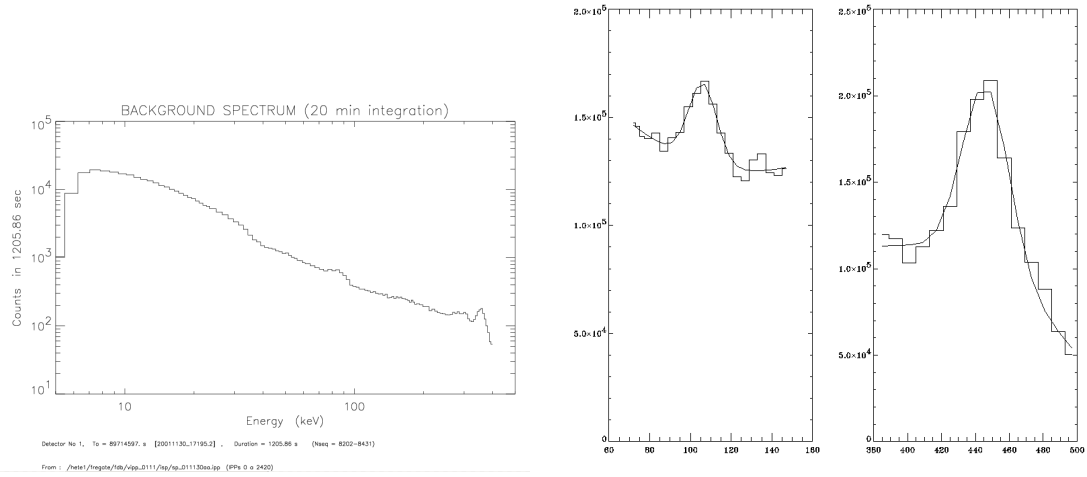


FIG. 2.20 – La figure de gauche montre le spectre du bruit de fond pris pendant 20 minutes. Les deux raies du Baryum 133 sont visibles à 81 keV et 356 keV. Les figures de droite montrent l'ajustement de ces deux raies qui permettent de déterminer la bonne relation canal-énergie pour chaque détecteur et chaque évènement.

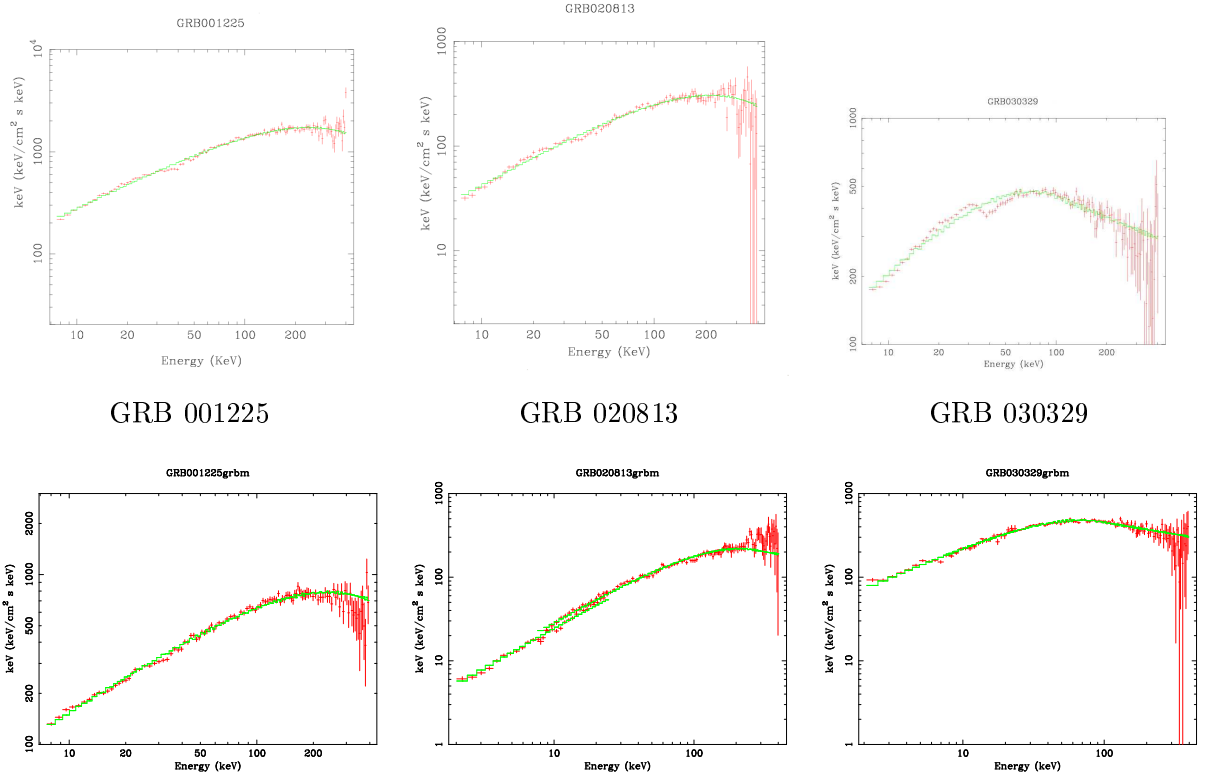


FIG. 2.21 – Trois spectres des sursauts les plus intenses détectés par FREGATE: GRB 001225, GRB 020813 et GRB 030329. En haut, les spectres ont été faits avant corrections, on remarque donc bien les déficits de photons vers 40 keV. En bas, les spectres corrigés. Pour GRB020813 et GRB 030329, les données de la WXM ont été ajoutées.

soustrait au nombre de coups observé) pour ces deux sursauts. Aucun trou n'est visible dans les spectres et les résidus sont acceptables. L'étude de cette raie a fait l'objet d'un poster et d'un proceeding à la conférence qui s'est déroulée à Rome en Septembre 2002

*Gamma Ray Burst in the Afterglow Era: 3rd Workshop* (le proceeding est en Annexe).

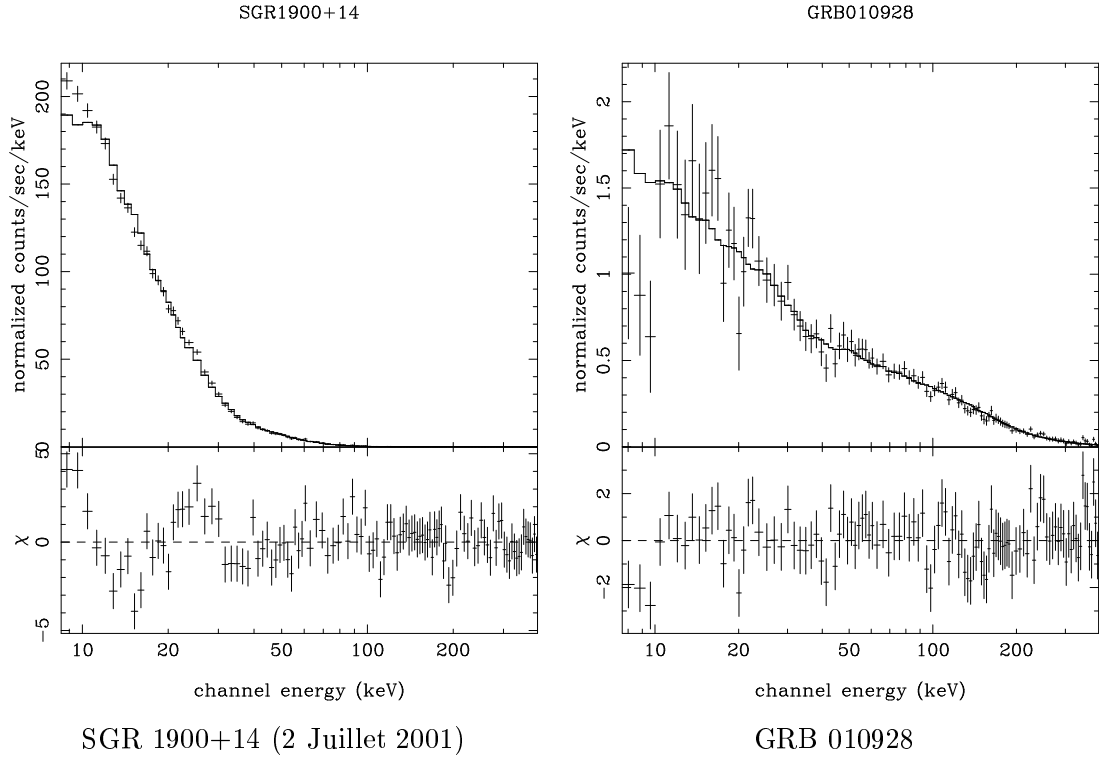


FIG. 2.22 – Spectre du sursaut du 2 Juillet 2001 en provenance de SGR 1900+14 et spectre de GRB 010928. On a représenté sur ces figures le spectre en coup et les résidus. Aucun déficit à 35 keV n'est détectable.

Deux semaines avant le congrès, HETE-2/FREGATE détecta le sursaut GRB 020813, sursaut aussi intense que GRB 001225 et le spectre de ce sursaut présentait le même trou à la même énergie. On supposa alors que le phénomène était instrumental et non physique. Afin de se convaincre de cette erreur, l'équipe du satellite KONUS qui avait aussi détecté ces deux sursauts nous envoya ses spectres qui ne présentaient aucune raie (figure 2.23).

Trois solutions instrumentales furent ensuite envisagées:

- La première solution venait du fait que le déficit dans les données est présent autour de 40 keV, ce qui serait en accord avec une possible *fluorescence* de l'iode présent dans le cristal. En effet, lorsque un photon avec une énergie supérieure à 33 keV (valeur du niveau d'excitation de l'électron de la couche intérieure de l'atome d'iode) interagit avec un électron de l'atome d'iode, celui-ci est excité, et revient dans son état stable en émettant un photon d'énergie plus basse. Ce sont des photons de fluorescence. Ces photons peuvent ensuite soit sortir du détecteur et dans ce cas là ils sont perdus soit produire un effet photoélectrique dans le photomultiplicateur. On a donc vérifié que le code GEANT du CERN utilisé pour simuler le détecteur, ne sous-estimait pas cette fluorescence.
- Une autre solution qui pouvait expliquer ce déficit était une *mauvaise correspondance dans la relation canal-énergie*. En effet, la calibration des détecteurs de FREGATE se fait à l'aide des raies d'émission à 81 et 356 keV des sources de Barium 133. On peut donc supposer que la calibration faite à haute énergie n'est plus correcte aux basses énergies. Afin de vérifier cette calibration, nous avons utilisé la fenêtre de beryllium qui empêche les photons d'énergie inférieure à 6 keV de rentrer dans le détecteur.



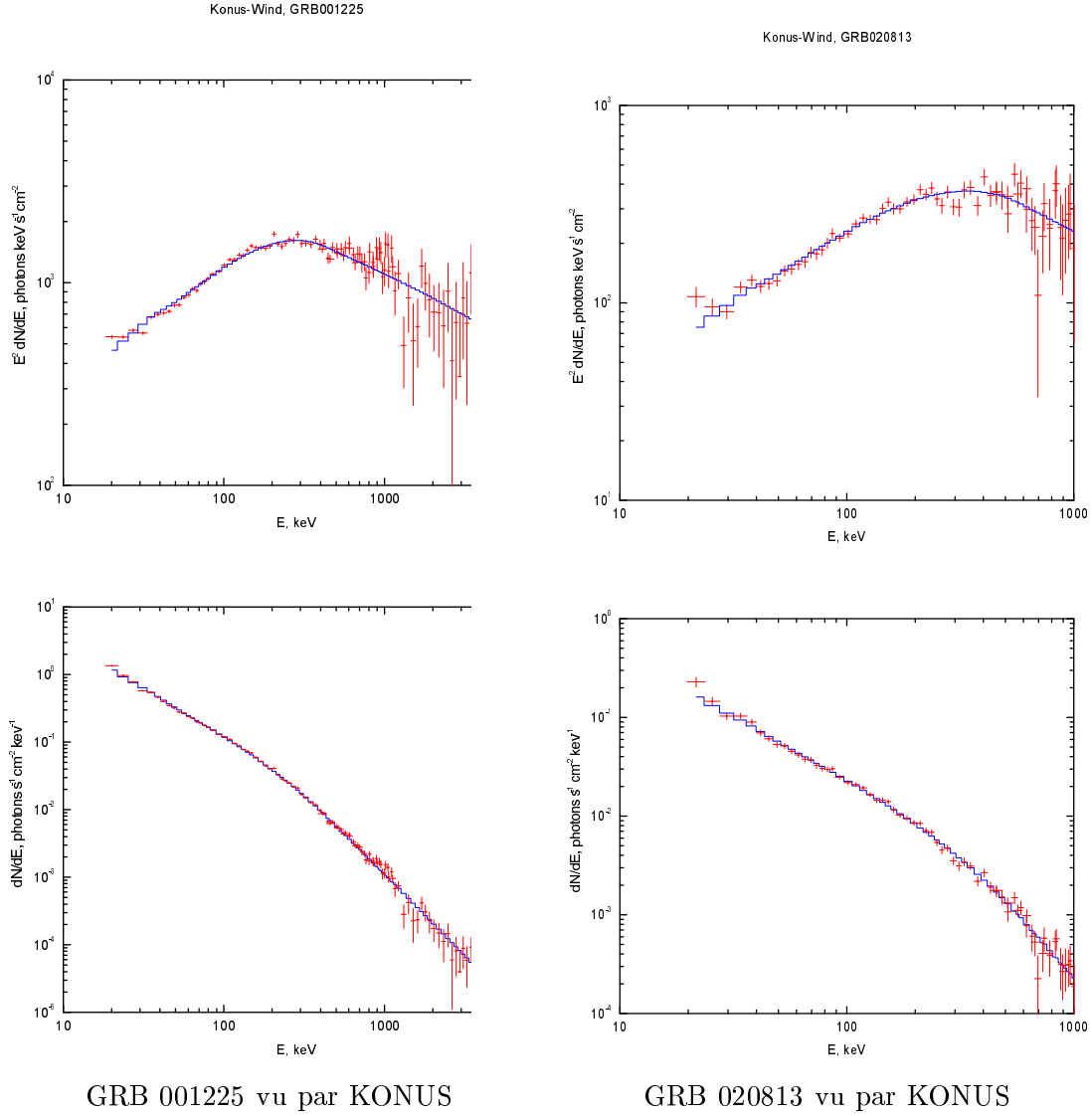


FIG. 2.23 – Ces figures représentent les spectres de GRB 001225 et GRB 020813 vu par KONUS. Aucun déficit autour de 40 keV n'est visible. Définitivement ce déficit était instrumental.

Nous avons changé la configuration du satellite pour le mettre en mode *gain double*. Ce mode permet d'augmenter le gain du photomultiplicateur (et donc la sensibilité du détecteur pour les photons de basse énergie), le seuil en énergie passe donc de 7 keV (en gain normal) à 4 keV. Ce mode permet de bien visualiser la coupure à 6 keV due à la fenêtre de beryllium. La figure 2.24 représente un spectre du bruit de fond pris pendant  $\sim 100$  minutes. On détecte l'action de la fenêtre de beryllium qui se traduit par une cassure en-dessous de 6 keV. Ce test nous a permis de voir que la relation canal-énergie était correcte à basse énergie. Cependant il nous a permis de nous rendre compte d'un problème supplémentaire sous la forme d'un décrochement dans les spectres en-dessous de 15 keV. Les figures 2.25 montrent le rapport entre le nombre de coups observés et le nombre de coups prédits par le modèle pour les sursauts GRB 001225 et GRB 030329. Ces figures montrent l'importance du déficit de photons vers 25–30 keV et en-dessous de 15 keV.

- La dernière solution pour résoudre ces deux problèmes de déficit de photons à 40 keV

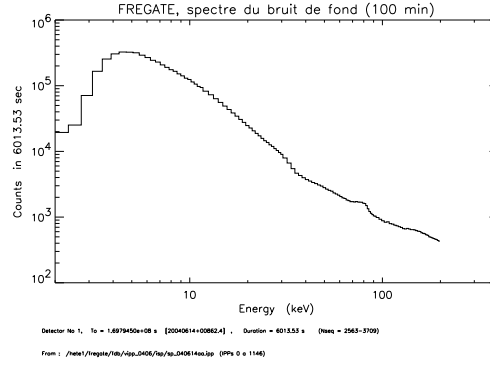


FIG. 2.24 – Spectre du bruit de fond pris pendant  $\sim 100$  mn en gain double qui permet de distinguer l'action de la fenêtré de beryllium à 6 keV.

et en-dessous de 15 keV est l'existence d'une *couche morte non-uniforme* à la surface des détecteurs. Cette couche morte absorbe plus ou moins les photons. Si elle était uniformément répartie sur la surface du détecteur, on n'observerait aucun photon à basse énergie. La détection de photons aux alentours de 8 keV laisse à penser que cette couche est non-uniforme et ne couvre que partiellement les détecteurs. Une telle couche morte d'environ  $50 \mu\text{m}$  qui couvrirait entre 25 et 30 % des détecteurs conduit effectivement à 25–35% d'absorption vers 7–8 keV et un peu moins de 10% vers 30 keV. Indépendamment de l'explication sur l'origine de cette absorption, nous avons calculé des coefficients de correction pour la matrice de réponse. Ce déficit a donc été corrigé de manière empirique, et demande une étude plus approfondie. Les figures 2.21 du bas montrent les spectres après avoir appliqué ces corrections. Plus aucun déficit n'est détectable.

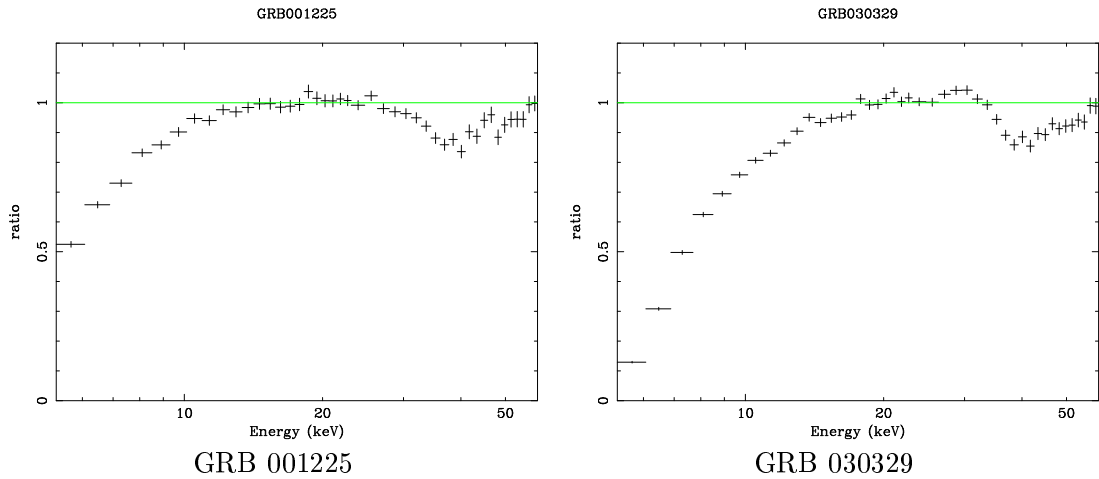


FIG. 2.25 – Ces figures montrent le rapport entre le nombre de coups observé et le nombre de coups prédit par le modèle pour les sursauts GRB 001225 et GRB 030329. Ces figures montrent l'importance du déficit de photons vers 30–40 keV et en-dessous de 15 keV.

### Traitement

A partir des fichiers bruts (fichiers FITS du sursaut), on crée donc une matrice spécifique

à chaque détecteur (matrice `rsp`) et à chaque type de données ainsi qu'une matrice incluant les corrections à basse énergie et à  $\sim 40$  keV. On sélectionne ensuite les différents intervalles de temps pour le sursaut et le bruit de fond auxquels on applique ces matrices et on crée deux types de fichier (pour l'intervalle de temps du sursaut et le bruit de fond) constitué de trois colonnes chacun. La première colonne contient les numéros de canaux en énergie, la seconde le nombre de coups dans chaque canal et la troisième les erreurs sur ce dernier nombre. La figure 2.26 montre la représentation pour les deux fichiers à gauche pour l'intervalle comprenant le sursaut, à droite le bruit de fond. On remarque que ces deux figures ont la même allure, les photons de basse énergie sont plus nombreux que ceux de haute énergie.

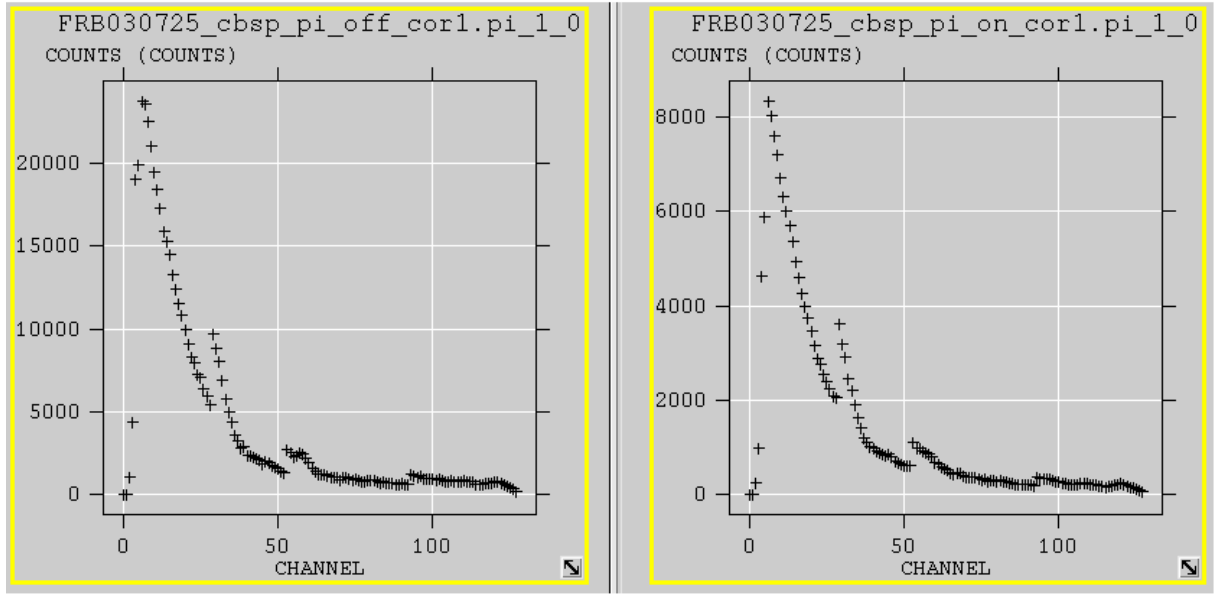


FIG. 2.26 – Figures représentant en abscisse les différents canaux d'énergie et en ordonnées le nombre de coup par canal, à gauche pour l'intervalle comprenant le sursaut, et à droite pour le bruit de fond. La largeur des premiers canaux est de 0.8 keV puis 1.6, 3.2, 6.4 keV.

Après soustraction du bruit de fond et application de la matrice correspondant au bon angle avec XSPEC (voir section suivante 2.2.5) qui permet de relier les différents canaux aux vrais énergies, on obtient des spectres, nombre de coups en fonction de l'énergie, du type de ceux représentés sur la figure 2.21.

### 2.2.3 Données de la WXM

Le traitement des données de la WXM se fait de la même manière que celui de FREGATE. Il y a cependant une étape supplémentaire qui consiste à reconstituer le signal à partir des données issues du masque codé. Il faut ensuite appliquer successivement la relation de conversion en énergie, la réponse du détecteur qui dépend des coefficients d'absorption du gaz des PSPC, de la fenêtre de Beryllium, et du bouclier thermique. La

présence du masque codé augmente la précision de la localisation, mais diminue le rapport signal sur bruit des données de la WXM. Il est alors possible d'améliorer ce rapport en sélectionnant la combinaison de fils qui donnera le meilleur rapport signal sur bruit.

La calibration de l'instrument, comme dans le cas de FREGATE a été effectuée avec la nébuleuse du crabe pour tous les angles (voir la figure 2.19) et permet donc de faire des spectres en prenant les données de la WXM et de FREGATE ensemble. On obtient alors des spectres qui couvrent une gamme d'énergie comprise entre 2 keV et 400 keV. Cette large gamme d'énergie a la particularité de se situer à basse énergie nous permettant d'étudier avec précision la partie basse énergie des spectres des sursauts gamma (voir chapitre 3).

#### 2.2.4 Détermination de l'angle d'incidence du sursaut gamma

Les rayons gamma de haute énergie sont difficilement focalisables au moyen de lentilles ou de miroirs. Pour faire une image d'une ou de plusieurs sources de rayons gamma sur une portion du ciel, on est contraint d'utiliser la technique du masque codé. Elle consiste à détecter l'ombre d'un masque troué (de manière plus ou moins aléatoire) placé à l'entrée du télescope. La figure 2.27 montre un schéma de ce système: le masque codé (a) recouvre l'ouverture du télescope. Il est constitué de plaques opaques et de trous, qui sont répartis de manière optimale. Le détecteur (b) enregistre l'ombre du masque projetée par les sources de rayons gamma situées dans le champ de vue (c). À gauche, la figure montre, dans le cas de deux sources, la superposition des ombres du masque sur le détecteur. L'ombre sur le détecteur est décalée en fonction de la position des sources dans le ciel. En connaissant l'orientation du satellite dans l'espace et en analysant les données du détecteur, il est possible de retrouver la position et l'intensité des sources de rayons gamma.

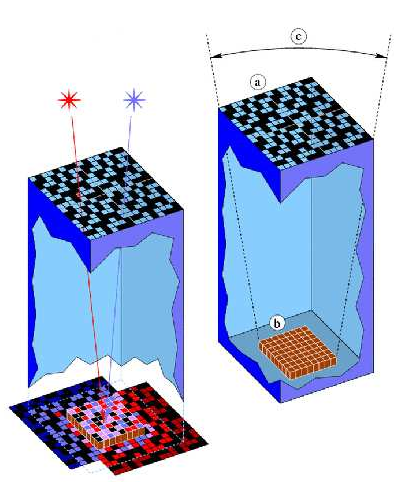


FIG. 2.27 – Système du masque codé utilisé pour déterminer la position d'une source de rayons  $\gamma$  [69].

Deux cas se distinguent dans la détermination de l'angle d'incidence d'un sursaut gamma détecté par HETE-2. Soit le sursaut a été détecté par la WXM ou la SXC et la position fournie est précise. Dans ce cas, il suffit de récupérer les coordonnées de la

WXM ou de la SXC. Soit les coordonnées du sursaut ont été déterminées par l'IPN grâce à d'autres instruments (voir section 2.1.1). Dans ce cas, il faut connaître l'altitude de HETE-2 qui est plus ou moins antisolaire et en déduire l'angle que fait le sursaut avec la ligne de visée de HETE-2.

### 2.2.5 XSPEC: un logiciel de traitement de données X et gamma

XSPEC [3] est un logiciel de traitement spectral, il a été conçu en 1983 de manière à être indépendant du détecteur et donc utilisable par tous pour faire de l'analyse spectrale. Les données télémessures du satellite sont converties en données FITS, lisibles par XSPEC. A chaque lot de données correspond une matrice de réponse. Celle-ci prend en compte toutes les informations sur la réponse des différents détecteurs, l'angle avec lequel les photons ont atteint les détecteurs, les corrections à basse énergie et à 40 keV. Pour traiter un sursaut, XSPEC a donc besoin de plusieurs fichiers, le fichier FITS qui contient le spectre correspondant à l'intervalle de temps du spectre que l'on veut étudier, le fichier FITS pour le spectre du bruit de fond et la matrice correspondante au bon angle.

Lorsque l'on fait une analyse de spectre, ce que l'on cherche à obtenir, c'est le spectre de la source  $f(E)$  alors que les données disponibles sont des coups en photons  $C$  dans des canaux d'énergie ( $I$ ) spécifiques de l'instrument. Par exemple pour les données sp de FREGATE un fichier FITS est composé de 128 canaux. Chaque canal est constitué de tous les photons dont l'énergie est comprise dans l'intervalle correspondant au canal. Les données ph de FREGATE sont stockées dans 256 canaux. Le spectre brut observé est donc relié au spectre de la source par:

$$C(I) = \int_0^\infty f(E)R(I,E)dE \quad (2.1)$$

où  $f(E)$  est le spectre de la source,  $C(I)$  le nombre de coups dans le canal  $I$  et  $R(I,E)$  la réponse instrumentale proportionnelle à la probabilité qu'un photon d'énergie  $E$  soit détecté dans le canal  $I$ .

La méthode usuelle pour obtenir  $f(E)$  est de décrire  $f(E)$  en fonction de quelques paramètres que l'on ajuste aux données étudiées, c'est à dire que pour chaque lot de paramètres, XSPEC calcule un nombre prédit de coups  $C_p(I)$  qu'il compare avec les données observées  $C(I)$ . XSPEC fait varier ensuite les paramètres afin d'obtenir le meilleur ajustement. Le moyen de trouver le meilleur jeu de paramètres est de minimiser la valeur du  $\chi^2$  définie comme:

$$\chi^2 = \sum (C(I) - C_p(I))^2 / (\sigma(I))^2 \quad (2.2)$$

où  $\sigma(I)$  est l'erreur pour le canal  $I$ . On utilise plus fréquemment la valeur du  $\chi^2$  réduit ( $\chi_r^2 = \chi^2/\nu$ ) ou  $\nu$  est le nombre de degrés de liberté, c'est à dire le nombre de canaux pris en compte moins le nombre de paramètres libres du modèle. En règle générale, on cherche à avoir une valeur du  $\chi_r^2$  autour de 1, un  $\chi_r^2$  supérieur à 1 dénonce un mauvais ajustement du modèle avec les paramètres et une valeur trop inférieure à 1 est caractéristique d'une mauvaise estimation des erreurs sur les données. Pour résumer, XSPEC agit ensuite de la manière suivante:

- il multiplie le modèle étudié par la matrice de réponse,
- il compare les résultats qu'il obtient avec les données observées,
- il fait le meilleur ajustement des paramètres en minimisant le  $\chi_r^2$ ,

– enfin, il retourne les valeurs des paramètres décrivant le modèle.

Voyons précisément les trois composantes qui entrent en jeu dans un ajustement spectral.

### Le spectre observé

Afin d'obtenir le spectre observé  $C(I)$ , XSPEC utilise deux types de fichiers, le fichier qui contient les données du sursaut à étudier  $D(I)$  et qui a une durée  $t_D$  et un fichier de bruit de fond  $B(I)$  de durée  $t_B$ . On a alors:

$$C(I) = \frac{D(I)}{t_D^2} - \frac{B(I)}{t_B^2} \quad (2.3)$$

et donc  $\sigma(I) = \sqrt{\frac{D(I)}{t_D^2} + \frac{B(I)}{t_B^2}}$ . La formule complète de  $C(I)$  donnée par la documentation de XSPEC prend en compte d'autres facteurs tels que la normalisation par rapport au bruit de fond (BACKSCALE) et à la surface (AREASCALE). Dans le cas des données de FREGATE, on utilise le même instrument pour le bruit de fond et les données, ces facteurs ont donc une valeur de 1.

La mesure du spectre des données et du bruit de fond est plus délicate. Plusieurs points sont à prendre en compte et diffèrent suivant chaque cas, la subtilité réside dans le fait que chaque sursaut est unique et se traite différemment. J'aborderai ce point dans les paragraphes suivants.

### La réponse instrumentale

La réponse instrumentale permet à XSPEC de prendre en compte les caractéristiques spécifiques à l'instrument. Cette réponse  $R(I,E)$  est proportionnelle à la probabilité qu'un photon incident d'énergie  $E$  d'être détecté dans un canal  $I$ . Ainsi la réponse est une fonction continue de l'énergie  $E$  qui est convertie en fonction discrète par une matrice de réponse qui définit les limites en énergie ( $E_J$ ) telles que:

$$R_D(I,J) = \int_{E_{J-1}}^{E_J} \frac{R(I,E)dE}{E_J - E_{J-1}} \quad (2.4)$$

XSPEC lit à la fois les limites d'énergies  $E_J$  et la matrice de réponse dans un fichier de réponse. La matrice de réponse de FREGATE permet non seulement d'avoir la correspondance canal-énergie mais en plus les corrections à basse énergie et celles à 40 keV.

### Le modèle spectral

Le modèle spectral  $f(E)$  est calculé avec XSPEC en utilisant les gammes d'énergies définies dans la matrice de réponse.

$$f(J) = \int_{E_{J-1}}^{E_J} f(E)dE \quad (2.5)$$

en unités de  $\text{photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ .

### 2.2.6 Les modèles utilisés pour ajuster les spectres des sursauts gamma

Durant ma thèse j'ai essentiellement utilisé deux modèles pour ajuster les spectres des sursauts gamma. Le premier, le **modèle de Band** [9] (GRBM), est le modèle qui décrit le plus exactement la majorité des spectres des sursauts gamma et depuis 1993, il est admis comme modèle spectral de l'émission prompt des sursauts gamma (voir la partie 1.2.3). La figure 2.28 de gauche montre le spectre de GRB 021211 ajusté avec le modèle de Band.

Un autre modèle est utilisé pour les données de FREGATE afin de déterminer avec précision les paramètres spectraux. Le modèle de Band a été créé pour reproduire les spectres des sursauts détectés par BATSE dont le  $E_p$  est compris entre quelques centaines keV et quelques MeV (voir figure 1.9). La gamme d'énergie de HETE-2 est comprise entre 2 keV et 400 keV. Elle couvre donc pour la plupart des sursauts seulement la partie à basse énergie des spectres. Dans de nombreux cas, lorsque le  $E_p$  est à haute énergie, supérieure à 400 keV ou à la limite haute de la gamme d'énergie de FREGATE, la valeur de  $\beta$  du modèle de Band ne peut être déterminée et apparait alors comme un paramètre non contraint qui crée des fluctuations supplémentaires dans l'ajustement du modèle. Les valeurs et les erreurs des paramètres  $E_o$  et  $\alpha$  sont peu précises, puisque le paramètre  $\beta$  n'est pas contraint et on obtient par conséquent des spectres qui ont un mauvais  $\chi_r^2$ . Il est donc cohérent dans ces cas d'ajuster les spectres en prenant seulement en compte la partie à basse énergie du modèle de Band qui inclut la pente à basse énergie et le break. La définition du  $E_p$  n'est pas affectée par ce modèle qui est défini par une **loi de puissance avec une coupure exponentielle à haute énergie** (CTPL). La figure 2.28 de droite montre le spectre de GRB 010928 ajusté avec le modèle CTPL. Ce modèle est indispensable lorsque le  $E_p$  est à la limite de la gamme d'énergie de FREGATE, ici  $E_p = 396$  keV.

#### Le modèle de Band

Ce modèle a été proposé par Band [9], il est composé par deux lois de puissance reliées en une énergie  $E_o$ . Dans XSPEC ce modèle est défini comme il suit:

$$A(E) = K(E/100)^{par1} \exp(-E/par3) \quad \text{pour } E < (par1 - par2) * par3$$

$$A(E) = K[(par1 - par2)par3/100]^{(par1-par2)} \exp(par2 - par1)(E/100)^{par2} \quad \text{pour } E > (par1 - par2) * par3$$

où  $par1$  est l'indice de la loi de puissance à basse énergie,  $\alpha$

$par2$  est l'indice de la loi de puissance à haute énergie,  $\beta$

$par3$  est l'énergie de la cassure en keV,  $E_o$

et  $K$  une constante de normalisation à 100 keV en unité de photons.keV<sup>-1</sup>.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>.

Dans ce modèle l'énergie du pic au maximum dans la représentation des spectres en  $E^2 dE$  est:  $E_p = E_o(2 + \alpha)$

Modèles utilisés pour ajuster les spectres des sursauts gamma:

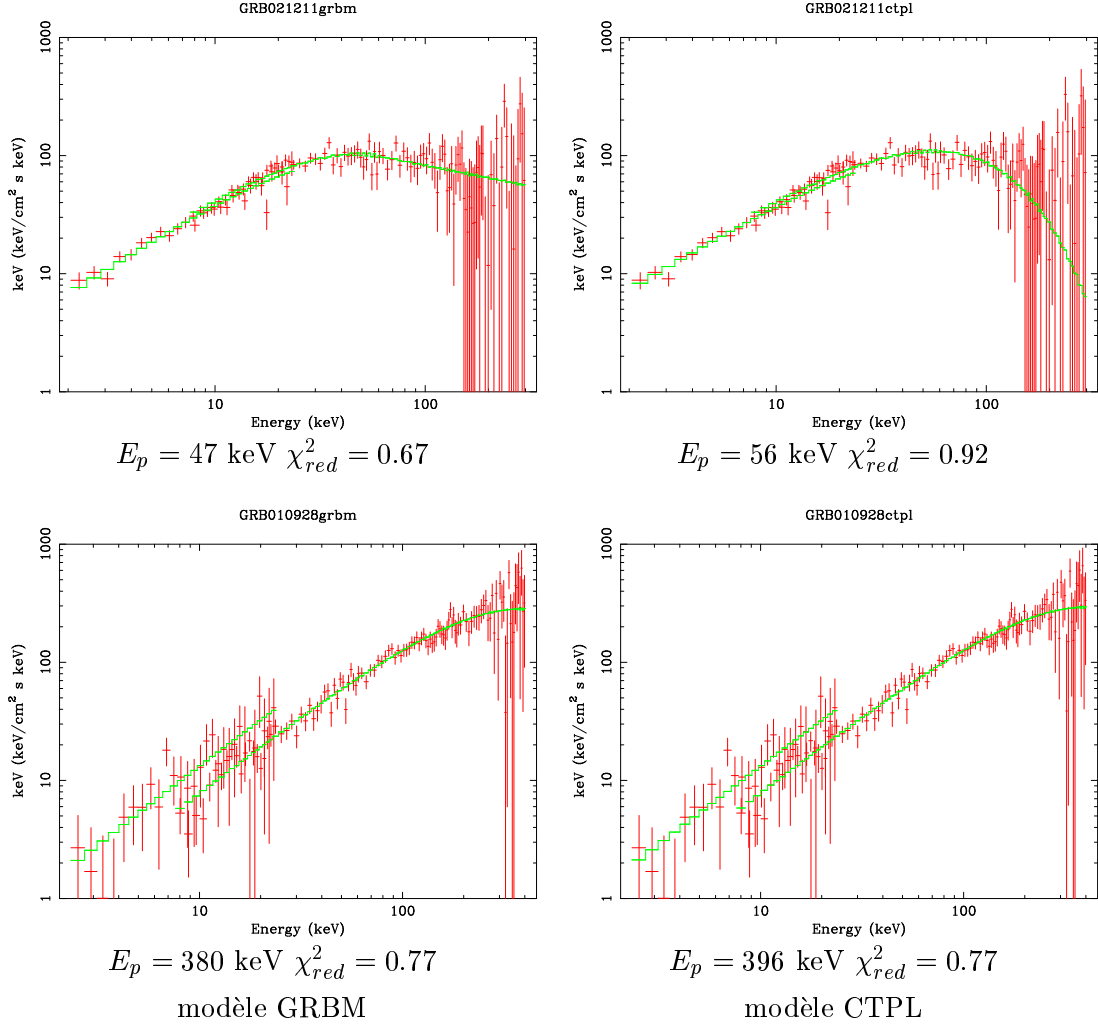


FIG. 2.28 – Ces figures présentent les deux modèles que j’ai utilisé pour ajuster les spectres des sursauts gamma de FREGATE. A gauche, le modèle de Band (GRBM) nécessaire lorsque le  $E_p$  se trouve à basse énergie (ici pour GRB 021211  $E_p = 47 \text{ keV}$ ). A droite le modèle de la loi de puissance avec une coupure exponentielle (CTPL) essentiel lorsque le  $E_p$  est à la limite de la gamme d’énergie de FREGATE (ici GRB 010928  $E_p = 396 \text{ keV}$ ).

### Le modèle en loi de puissance avec une coupure exponentielle à haute énergie.

Ce modèle est composé d’une loi de puissance avec une coupure exponentielle à haute énergie et se définit comme il suit dans XSPEC:

$$A(E) = K(E/1)^{par1} \exp(-E/par2) \quad (2.6)$$

où  $par1$  est l’indice de la loi de puissance à basse énergie, c’est à dire le paramètre  $\alpha$   
 $par2$  est l’énergie du break en keV, c’est à dire  $E_o$   
et  $K$  une constante de normalisation à 1 keV en unité de photons.keV<sup>-1</sup>.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>.  
Dans ce modèle, comme dans celui de Band, l’énergie du pic est:  $E_p = E_o(2 + \alpha)$

Ce modèle nous permet de calculer de manière plus précise (surtout en ce qui concerne la détermination des erreurs) les paramètres  $\alpha$  et  $E_o$  des spectres des sursauts qui ont un



$E_p$  en dehors ou à la limite haute de la gamme d'énergie de FREGATE. Il ne permet pas par contre de reproduire les fluences à haute énergie puisque la loi de puissance à haute énergie du modèle de Band est remplacée dans ce modèle par une coupure exponentielle. Il ne permet pas non plus, d'ajuster les spectres des sursauts qui ont un petit  $E_p$  inférieur à  $\sim 100$  keV.

En ce qui concerne le calcul des fluences par contre, le modèle GRBM est indispensable, non seulement pour ajuster les spectres des sursauts dont le  $E_p$  est petit, mais il est aussi plus pertinent d'utiliser le même modèle pour fournir une distribution de paramètres, et finalement ce modèle prend en compte les hautes énergies et donc fournit des fluences de haute énergie plus correctes. En effet le modèle CTPL à haute énergie est défini par une coupure exponentielle alors que le modèle GRBM est défini par une loi de puissance d'indice  $\beta$ , fixé à une valeur  $\sim -2.3$ , lorsque  $\beta$  n'est pas contraint.

### 2.3 Exemple du traitement d'un sursaut: des données envoyées par FREGATE et la WXM au spectre joint

Dans cette section je vais détailler les étapes nécessaires pour le traitement spectral d'un sursaut gamma. Je prendrai comme exemple GRB 030725. Ce sursaut a été détecté par HETE-2 le 25 juillet 2003 à 42384 UT (déclenchement H2779). Le déclenchement a eu lieu dans la gamme d'énergie 5–120 keV et sur un intervalle de temps de 160 ms.

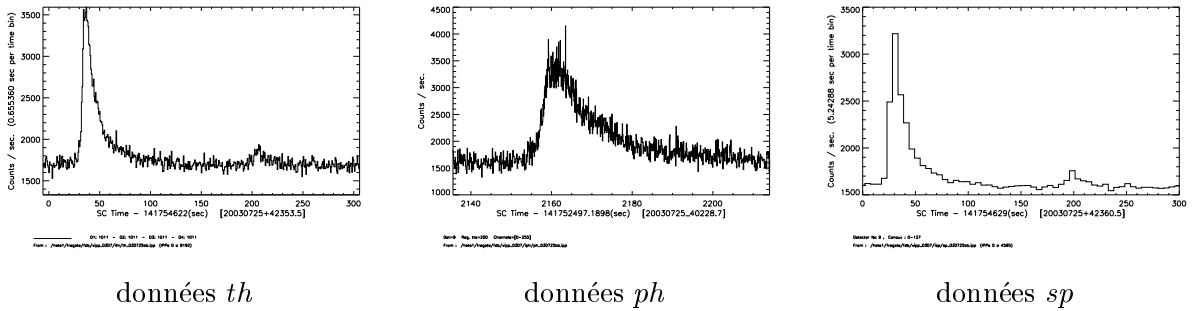


FIG. 2.29 – GRB 030725: les trois types de données dans toute la gamme d'énergie de FREGATE pendant 300s pour les données *th* et *sp* et 80s pour les données *ph*. Ce sursaut est caractérisé par deux pics, le premier type FRED dure  $\sim 25s$ , et le second beaucoup plus faible apparait  $\sim 130s$  après le premier.

La figure 2.29 montre que tous les types de données, *sp*, *ph* et *th* ont été produits pour ce sursaut. Les trois types de données sont montrés dans toute la gamme d'énergie de FREGATE pendant 300s pour les données *th* et *sp* et 80s pour les données *ph*. Ce sursaut est caractérisé par deux pics, le premier type FRED qui dure  $\sim 25s$ , et le second beaucoup plus faible apparait  $\sim 130s$  après le premier. Dans certains cas, les données *ph* sont manquantes totalement ou partiellement. Totalement dans le cas où le sursaut n'a pas déclenché FREGATE ou la WXM, ou lorsque le système ne marche pas bien. Partiellement dans le cas où le sursaut est très long et très intense (c'est le cas de GRB 030725: le second pic, n'est pas enregistré dans les *ph*). En effet, si le sursaut est très long mais peu intense, les données *ph* sont enregistrées pendant seulement 80s. Si le sursaut par contre dure moins de 80s mais qu'il est relativement intense et long, alors le nombre de photons enregistrés par les données *ph* atteint la limite de 256 000 photons pour les

quatre détecteurs (voir la partie 2.1.2 sur les données générées par FREGATE). Dans ce cas là, seul le début du sursaut peut être enregistré. Le cas de GRB 020813 est intéressant, en effet, on a eu de la *chance*: ce sursaut est composé de deux groupes de pics principaux séparés de  $\sim 40$ s (figure 2.30 de gauche). La figure du milieu montre le premier groupe qui a été enregistré dans les données *ph* pendant une durée de 80s. Durant cette période on peut remarquer un trou dans les données *sp* (figure de droite) qui ne commence *par chance* que au moment ou les *ph* ne sont plus enregistrées. Nous avons pu alors additionner les deux paquets de spectres et obtenir ainsi le spectre global du sursaut.

La chance va de pair avec la science: *Les grands découvreurs sont ceux qui savent profiter de la chance quand elle s'offre à eux.* (Pierre Joliot)

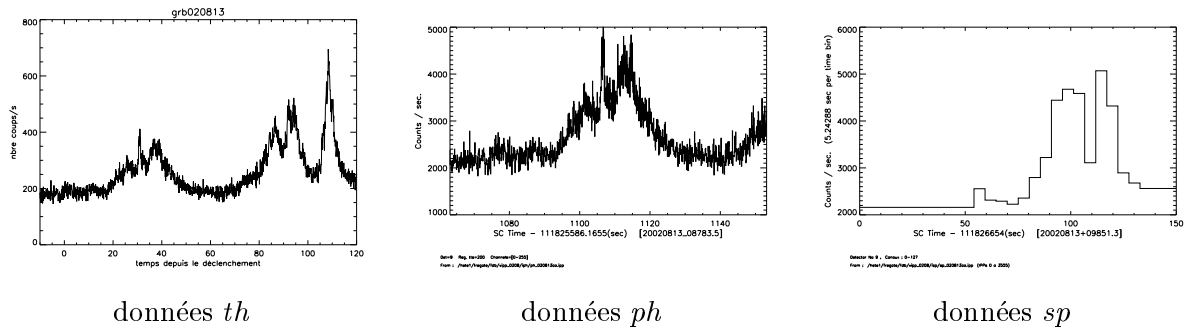


FIG. 2.30 – GRB 020813: les trois types de données pendant le même intervalle de temps (les données *ph* sont enregistrées que durant les 80 premières secondes...). La figure de gauche montre les données *th* du sursaut, celle du milieu présente les données *ph* pendant 80s et à droite les données *sp*. Comme ce sursaut est long, seul le premier pic a pu être enregistré dans les données *ph* et on peut voir un trou au moment du premier pic dans les données *sp*. Par contre, le second pic a bien été enregistré dans les données *sp*.

### 2.3.1 Transformation des données

La première étape consiste à sélectionner l'intervalle de temps dans lequel se trouve le sursaut et de créer des fichiers *fits*. Ces fichiers contiennent les données brutes pour chaque détecteur et chaque type de données. Il est important de sélectionner le sursaut en entier avec un bruit de fond assez long pour que la calibration des détecteurs soit précise. Le bruit fond typiquement est pris entre 400 et 500 s avant et après le sursaut. On calibre ensuite les détecteurs grâce à la première raie du Baryum à 81 keV. La figure 2.31 du haut montre l'intervalle de temps (intervalle entier comprenant les deux pics formant le sursaut ainsi qu'un bruit de fond de  $\sim 500$ s de part et d'autre du signal) sélectionné dans les données *sp* qui a permis d'effectuer le bon ajustement des raies du Baryum à 81 keV et 356 keV, figure du bas. On calcule ensuite l'angle suivant la méthode vue dans la section 2.2.4 (l'angle d'incidence de GRB 030725 est de 37.3) et on applique la matrice de réponse correspondante du détecteur afin de créer une matrice de réponse spécifique au sursaut.

La seconde étape est de sélectionner le sursaut et le bruit de fond et de créer des fichiers FITS directement exploitables avec le logiciel XSPEC. Les deux étapes très importantes sont **une bonne estimation de l'intervalle de temps qui contient le sursaut** et **une bonne détermination du bruit de fond**:

**La détermination du bon intervalle de temps qui contient le sursaut** dépend du

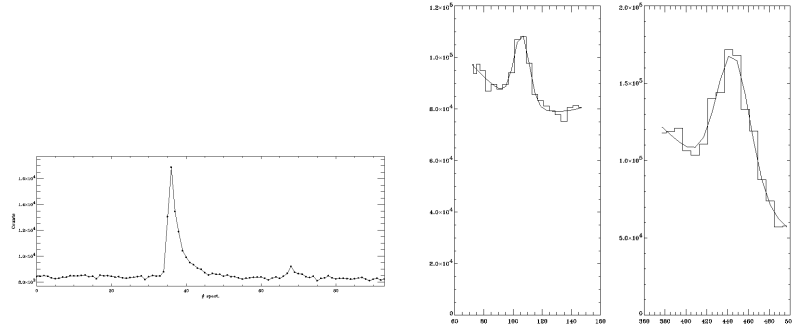


FIG. 2.31 – Calibration des détecteurs pour GRB 030725. À gauche la courbe de lumière issue des données *sp* qui permet d'effectuer le bon ajustement des raies du Baryum à 81 keV et 356 keV à droite.

profil temporel du sursaut et de ce que l'on désire étudier:

- Si l'on souhaite étudier une partie du sursaut, le problème ne se pose pas puisque l'on étudie un intervalle spécifique souvent dans le but de calculer un flux au maximum sur 1 seconde ou lorsque l'on veut faire étude spectro-temporelle d'un sursaut, celui-ci est alors découpé en intervalles de temps plus ou moins égaux.
- Lorsque l'on veut étudier le spectre dans sa totalité, deux cas sont à prendre en compte. La première difficulté vient des sursauts qui présentent *plusieurs pulses séparés par des intervalles de temps relativement long*. La figure 2.32 de gauche montre la courbe de lumière de GRB 020305. Ce sursaut dure  $\sim 250$ s mais il est constitué de deux émissions de  $\sim 75$ s chacune, l'intérêt de différencier les deux lot de données permet de ne pas sous-estimer les calculs des flux moyens (qui dépendent de la durée du sursaut) dans ce cas là on prend comme données les deux émissions séparément. Le bruit de fond, est modélisé par un polynôme du second degré, il est donc important de prendre un long bruit de fond de part et d'autre des données du sursaut. Les pointillés représentent l'intervalle pris en compte pour les données et les tirets pointillés pour le bruit de fond. En abscisse ce sont des nombres de coups par spectre et en ordonnées ce sont des numéros de spectres, chaque spectre durant 5.24s.

La seconde difficulté est illustrée par la figure 2.32 de droite, lorsque l'on veut étudier le spectre global du sursaut en utilisant les données de FREGATE et de la WXM. En effet la courbe de lumière d'un sursaut peut varier d'une manière significative d'une gamme d'énergie à une autre. Dans certains cas, le sursaut peut présenter une durée deux fois plus longue dans la gamme de la WXM que dans la bande C de FREGATE par exemple. La figure 2.32 de droite présente les courbes de lumière du sursaut du 29 Mars 2003 dans les différentes gammes d'énergie de HETE-2 [137]. Les quatre figures du haut montrent les courbes de lumière de FREGATE, de haut en bas, bande D ( $> 400$  keV), bande C (30–400 keV), bande B (7–80 keV) et bande A (7–40 keV). Les deux du bas représentent celles de la WXM dans la bande 2–10 keV et 2–25 keV. On remarque que cette courbe de lumière peut varier considérablement. Par exemple le sursaut se termine  $\sim 30$ s après le déclenchement dans la bande C (30–400 keV) de FREGATE alors que le signal est encore détectable jusqu'à  $\sim 45$ s après le déclenchement dans la bande 2–10 keV de la WXM.

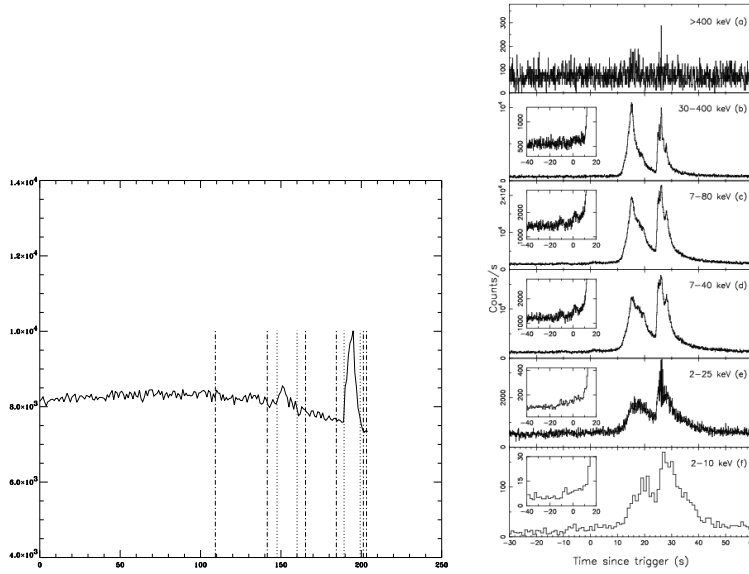


FIG. 2.32 – courbe de lumière du sursaut GRB 020305 à gauche et GRB 030329 à droite.

**La détermination du bruit de fond** est une étape tout aussi importante que la précédente afin de produire des spectres avec des paramètres bien définis et de ne pas sous-estimer les fluences dans les sursauts et en particulier les fluences à basse énergie.

Le point le plus important est de prendre un bruit de fond autour du sursaut assez important ( $\sim 2$  fois la durée de l'intervalle du sursaut) afin de minimiser les erreurs statistiques sur le bruit qui sont importantes lorsque celui-ci varie rapidement. Ces erreurs engendrent des erreurs sur le signal qui est défini par  $(S+B)-B$ . Par contre, si le bruit de fond est trop long, on risque d'augmenter les erreurs systématiques. Dans un premier temps, le bruit de fond était moyenné entre le nombre de coup avant et après le sursaut. Cette méthode s'est avérée peu efficace dans à peu près un sursaut sur deux. En effet tous les sursauts qui avaient lieu à un moment où le bruit de fond était très variable nous contraignaient à choisir un bruit de fond très réduit. On décida alors de modéliser le bruit par un polynôme du second degré qui est calculé dans chaque canal en énergie. Cette nouvelle méthode nous permet de prendre un intervalle de temps pour le bruit de fond plus grand à condition que l'on puisse ajuster l'évolution du bruit par un polynôme du second degré (voir figure 2.32). Ainsi le bruit de fond n'est pas sous-estimé et les spectres sont améliorés de manière significative.

Le cas de GRB 030725 est simple, le bruit de fond est constant et les deux pics sont bien définis. On choisit donc les intervalles de temps définis sur la figure 2.33: en pointillé, les deux intervalles de temps comprenant le sursaut pour les données de la WXM et de FREGATE et en pointillé-tiret, les deux intervalles de temps du bruit de fond.

Une fois les intervalles de temps du sursaut et du bruit de fond correctement déterminés, les données des quatre détecteurs, qui sont identiques, sont regroupées. Ce regroupement peut se faire aussi en utilisant les *ftools* directement sous XSPEC, cependant, effectuer le regroupement avant l'analyse avec le logiciel permet d'augmenter la statistique sur les données car les erreurs sont prises en compte de manière plus précise. Puis on applique la matrice de réponse spécifique et les corrections électroniques à basse énergie. Ces cor-

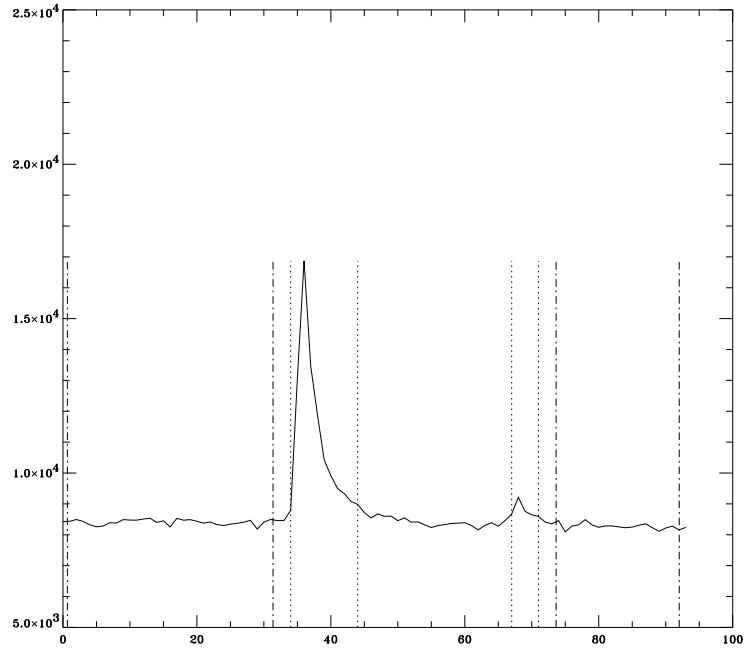


FIG. 2.33 – Courbe de lumière de GRB 030725 montrant les intervalles de temps étudiés. En pointillé, les deux intervalles de temps comprenant le sursaut et en pointillé-tiret, les deux intervalles de temps du bruit de fond.

rections sont appliquées aux spectres finaux sous la forme d’une correction linéaire, un ajustement de ces corrections est fait afin d’obtenir les paramètres définissant la correction. On vérifie que les corrections ont été bien faites en contrôlant la figure 2.34 qui illustre l’ajustement des corrections pour GRB 030725. Les quatre figures du haut montrent les corrections pour les quatre détecteurs, et celle du bas, pour les quatre détecteurs regroupés. En abscisse, ce sont les numéro de canaux, et en ordonnée l’indice de la loi de puissance corrigeant le spectre. On obtient alors deux fichiers utilisables par XSPEC. Le premier contenant les données du sursaut et le second le bruit de fond à soustraire. Le tout avec un lien vers la matrice de réponse correspondant au bon angle.

### 2.3.2 Utilisation de XSPEC

Comme je l’ai mentionné précédemment (section 2.2.6), j’utilise plusieurs modèles pour ajuster les spectres des sursauts gamma:

- le modèle de Band: appelé GRBM dans XSPEC, est défini par deux lois de puissance reliées de façon continue.
- le modèle défini par une loi de puissance avec une coupure exponentielle à haute énergie noté CTPL

Afin d’optimiser les ajustements spectraux, en ce qui concerne les données de FREGATE, on ignore les données en dessous de 7 keV (voir figure 2.18). On regroupe ensuite les bins adjacents jusqu’à ce qu’ils aient un seuil de détection à 2 sigma (avec un maximum de 100 bins regroupés) et on élimine tous ceux qui n’atteignent pas ce seuil. On définit ainsi un  $E_{max}$  au-dessus duquel on ne détecte plus de signal. Les photons non

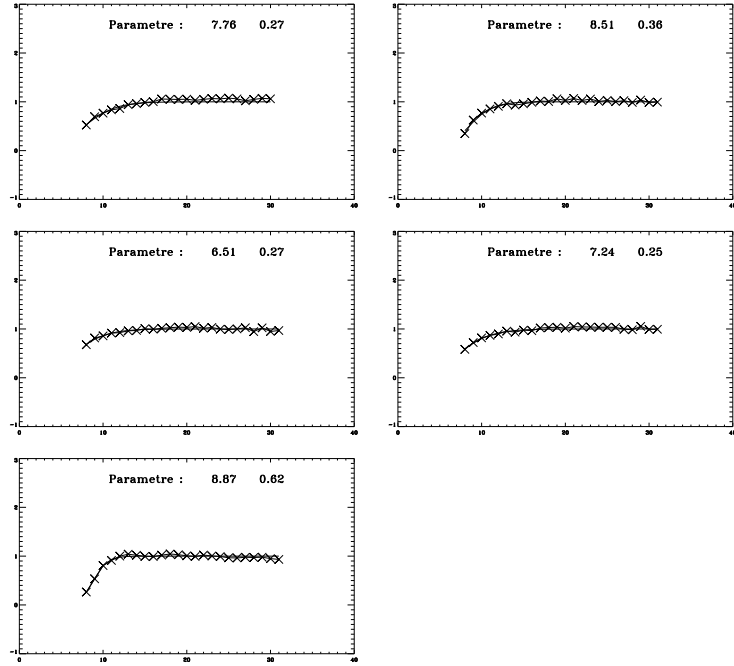


FIG. 2.34 – Ajustement des corrections pour GRB 030725, les quatre figures du haut montrent les corrections pour les quatre détecteurs, et celle du bas, pour les quatre détecteurs regroupés. En abscisse, ce sont les numéro de canaux, et en ordonnée l'indice de la loi de puissance corrigeant le spectre.

significatifs sont ainsi rejetés dans le but d'obtenir de meilleurs ajustements spectraux. Cette méthode est importante entre autres dans le cas des sursauts X-Ray-Rich ou les X-Ray Flashes dont la caractéristique est d'avoir peu de photons de haute énergie ( $> 100$  keV).

Après avoir effectué toutes ces manipulations, on obtient le meilleur ajustement spectral pour le spectre du sursaut avec des paramètres contraints. On calcule ensuite les flux et fluences dans les différentes gammes d'énergie désirées pour en déduire des propriétés générales sur l'émission prompt des sursauts gamma.

### 2.3.3 Spectres joints avec les données de la WXM

Certaines précautions sont à prendre pour faire des spectres joints entre la WXM et FREGATE: Il est indispensable d'étudier le *même intervalle de temps* et la *normalisation* du modèle doit rester un *paramètre libre pour les deux instruments*. En effet dans certains cas, la calibration des deux détecteurs n'est pas parfaite. L'origine de ce problème vient des données de la WXM et est en cours de résolution. Pour obtenir une bonne évaluation des paramètres spectraux, il est donc préférable de laisser cette normalisation libre et indépendante. Une précaution est aussi à prendre lorsque l'on veut calculer des fluences et que la différence entre les normalisations est importante. La figure 2.35 montre le spectre de GRB 030528. Une nette différence est visible entre le spectre de la WXM (à basse énergie entre 2 et 25 keV) et celui de FREGATE (à haute énergie entre 7 et 400 keV). La normalisation à 1 keV de la WXM est de 0.004 tandis que celle de FREGATE est de 0.011. Cette différence engendre des écarts importants dans le calcul des fluences.

La fluence entre 2–10 keV est de  $1.28 \cdot 10^{-6} \text{ erg.cm}^{-2}$  pour la WXM et de  $3.44 \cdot 10^{-6} \text{ erg.cm}^{-2}$  pour FREGATE. Nous avons donc choisi de calculer toutes les fluences à partir du spectre de FREGATE.

Les spectres joints sont utilisés alors pour déterminer avec une grande précision les paramètres spectraux des sursauts gamma dans la gamme d'énergie 2–400 keV.

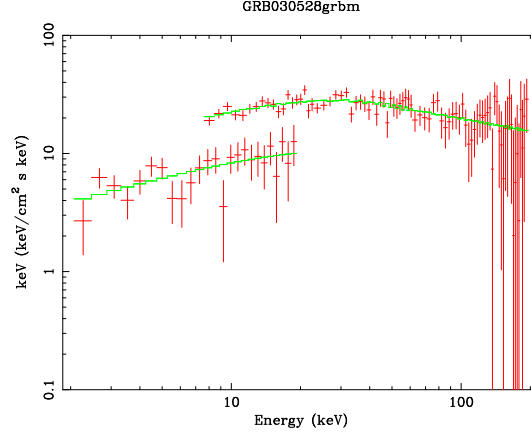


FIG. 2.35 – Cette figure montre le spectre de GRB 030528. Une nette différence est visible entre le spectre de la WXM (à basse énergie entre 2 et 25 keV) et celui de FREGATE (à haute énergie entre 7 et 400 keV). La normalisation à 1 keV de la WXM est de 0.004 tandis que celle de FREGATE est de 0.011. Cet écart engendre des différences dans le calcul des fluences. La fluence entre 2–10 keV est de  $1.28 \cdot 10^{-6} \text{ erg.cm}^{-2}$  pour la WXM et de  $3.44 \cdot 10^{-6} \text{ erg.cm}^{-2}$  pour FREGATE.

L'ajustement spectral de GRB 030725 avec les deux modèles GRBM et CTPL fournit les paramètres suivants<sup>1</sup>:

- le modèle CTPL donne:  $\alpha = -1.53 \pm 0.05$ ,  $E_0 = 297.4^{+136}_{-74}$  keV et  $E_p = 139.8$  keV avec  $\chi_r^2 = 1.38$  pour 114 degrés de liberté.
- le modèle GRBM donne:  $\alpha = -1.53 \pm 0.05$ ,  $\beta = -2.3$  (fixé),  $E_0 = 293.1^{+141}_{-76}$  keV et  $E_p = 137.7$  keV avec  $\chi_r^2 = 1.39$  pour 115 degrés de liberté.  $F_X = 8.8 \pm 0.3 \cdot 10^{-6} \text{ erg.cm}^{-2}$  et  $F_\gamma = 17.8 \pm 2 \cdot 10^{-6} \text{ erg.cm}^{-2}$  et donc  $F_\gamma/F_X = 2.02$  ce sursaut est donc classé sursaut X-Ray Rich (nous verrons dans la section 3.2.1 qu'un sursaut X-Ray Rich (XRR) est défini tel que  $1 < F_\gamma/F_X < 3.3$ ).

Dans ce chapitre j'ai montré les différentes étapes nécessaires entre les données reçues de la WXM et FREGATE jusqu'au spectre joint et la détermination des paramètres spectraux des sursauts gamma. Dans la dernière partie, je présente les caractéristiques de l'échantillon étudié puis les résultats des ajustements spectraux de tous les sursauts pour lesquels nous avons pu conduire une analyse spectrale.

## 2.4 Résultats des ajustements spectraux

Afin de rester cohérente dans les études que j'ai faites sur l'émission prompte, j'ai choisi d'ajuster systématiquement les spectres des sursauts gamma avec les deux modèles

1. Les erreurs sur les paramètres dans tout le manuscrit sont données à 90% de confiance, sauf exception.

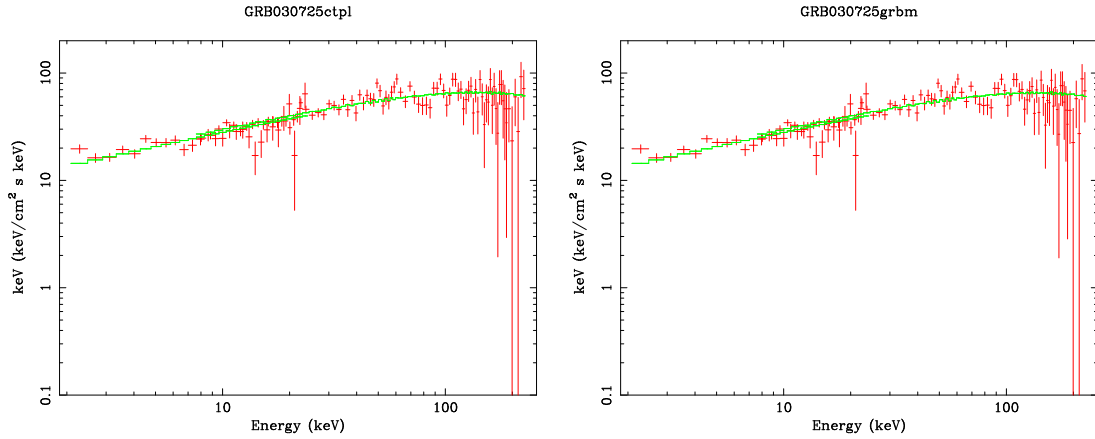


FIG. 2.36 – Spectre de GRB 030725 ajusté avec le modèle CTPL à gauche et GRBM à droite.

présentés précédemment dans la section 2.2.6: le modèle de Band (noté GRBM) et le modèle de la loi de puissance avec une coupure exponentielle à haute énergie (noté CTPL) qui correspond à la partie basse énergie du premier modèle.

Les sections qui suivent présentent divers tableaux décrivant la liste des sursauts détectés par FREGATE depuis le lancement de HETE-2 en Octobre 2000 et jusqu'à la fin Avril 2004.

#### 2.4.1 Critères de sélection

Entre Octobre 2000 et Avril 2004 FREGATE détecta environ 150 sursauts. FREGATE ne pouvant localiser les sursauts gamma, il est nécessaire que ces sursauts aient été détectés par d'autres instruments pour obtenir une localisation. Un sursaut non localisé ne peut être inclus dans une étude. En effet comme on l'a vu dans la section 2.2.2, la matrice de réponse de FREGATE que l'on applique pour déconvoluer les spectres dépend fortement de l'angle d'incidence du sursaut. Il faut donc connaître assez précisément cette localisation afin de reconstruire de la manière la plus juste et précise possible le spectre du sursaut détecté. Un sursaut est inclus dans cette étude s'il présente les caractéristiques suivantes:

- Être détecté par FREGATE.
- Avoir une localisation précise et donc avoir été détecté soit par la WXM ou la SXC de manière précise soit par d'autres expériences (ULYSSES, KONUS...) afin d'obtenir une position IPN précise.
- L'angle d'incidence doit être inférieur à  $60^\circ$  afin d'assurer une bonne efficacité de la réponse de FREGATE. Nous avons vu dans la partie 2.2.2 qu'au-dessus de cet angle, la réponse de FREGATE n'est plus assez précise et efficace pour que ces sursauts aient un poids significatif dans l'interprétation générale des données.

En appliquant ces caractéristiques, on obtient 64 sursauts gamma détectés par FREGATE. Sur ces 64 sursauts, 51 ont aussi été détectés par la WXM, un spectre joint est donc disponible pour ces sursauts.



### 2.4.4 Liste des sursauts détectés par HETE-2/FREGATE

La table 2.1 (suite: table 2.2) décrit tous les sursauts de HETE-2, leur nom (GR-Baammij), angle d'incidence (par rapport à la direction de pointage de HETE-2), numéro de déclenchement, temps du déclenchement (en temps universel UT), la durée  $T_{90}$  dans la gamme d'énergie 6–40 keV et 30–400 keV, l'instrument qui a détecté le sursaut (Uly = Ulysses, Ko = Konus, SAX = BeppoSAX), si il y a eu détection d'un afterglow (X, O = Optique, I = Infra rouge, R = Radio) et détermination d'un redshift.

nom	angle degrés	numéro trigger	temps (UT)	$T_{90}$ (6–40 keV)	$T_{90}$ (32–400 keV)	instrument	afterglow (XOIR)	redshift
				s	s			
GRB 001225	37	U-10803	25759	26.2	23.3	-	-	-
GRB 010126	50	1487	33162	-	6.2	ASM/Uly/Ko	-	-
GRB 010213	14	U-10805	45332	17.0	24.9	HETE	-	-
GRB 010225	23	1491	60733	5.9	5.6	-	-	-
GRB 010326a	60	1495	11701	19.9	19.6	HETE/Uly/Ko	-	-
GRB 010326b	17	1496	30792	4.9	1.6	HETE	-	-
GRB 010612	13	1546	9194	77.8	42.3	HETE/Uly/Ko	-	-
GRB 010613	38	1547	27235	105.3	109.4	HETE/Uly/Ko	-	-
GRB 010629	28	1573	44468	16.7	49.6	HETE	-	-
GRB 010921	44	1761	18950	22.8(680)	24.5	HETE/Uly/SAX	O	0.45
GRB 010923	58	1764	33869	9.8	7.8	HETE	-	-
GRB 010928	31	1770	60826	44.4	30.8	HETE	-	-
GRB 011019	24	U-10823	31370	31.3	20.3	HETE	-	-
GRB 011103	10	1829	64673	9.9	17.9	HETE	-	-
GRB 011130	26	1864	22775	53.1	4.7	HETE	-	-
GRB 011212	10	U-10827	14642	39.8	8.4	HETE	-	-
GRB 011216	47	1870	10524	32.6	28.0	HETE	-	-
GRB 020113	45	1891	7452	3.6	1.7	HETE	-	-
GRB 020124	33	1896	38475	42.8	44.9	HETE	O	3.2
GRB 020127	22	1902	75444	7.8	7.8	HETE	XR	-
GRB 020201	55	1906	65828	-	-	HETE	-	-
GRB 020305	35	1939	42925	21.1	59.5	HETE	O	-
GRB 020317	23	1959	65731	24.2	15.5	HETE	-	-
GRB 020331	16	1963	59548	45.4	33.3	HETE	O	-
GRB 020418	64	U-10806	63789	1.4	7.2	HETE	-	-
GRB 020531	26	2042	1578	1.1	0.9	HETE	-	-
GRB 020625	11	2081	41234	7.5	19.0	HETE	-	-
GRB 020801	33	2177	46721	-	286.7	HETE	-	-
GRB 020812	19	2257	38503	30.1	26.1	HETE	-	-
GRB 020813	4	2262	9859	83.6	89.8	HETE	XO	1.25
GRB 020819	28	2275	53855	18.0	12.8	HETE	R	-

TAB. 2.1 – *Liste des sursauts gamma détectés par HETE-2/FREGATE (suite table 2.2).*

Voici un résumé des localisations au mois d'Avril 2004, depuis le lancement de HETE-2 en Octobre 2000:

– 58 sursauts (11/20/25/2)<sup>2</sup> dont les localisations ont été calculées au sol avec un

---

2. les chiffres entre parenthèses représentent le nombre sur les 3 années de HETE-2 (2001/2002/2003/2004).

nom	angle degrés	numéro trigger	temps (UT)	$T_{90}$ (6–40 keV)	$T_{90}$ (32–400 keV)	instrument	afterglow (XOIR)	redshift
				s	s			
GRB 021004	13	2380	43573	40.8	55.2	HETE	XOIR	2.33
GRB 021014	56	2389	23513	42.3	30.9	HETE	–	–
GRB 021016	36	2397	37740	86.2	84.7	HETE	–	–
GRB 021104	31	2434	25262	25.6	8.5	HETE	–	–
GRB 021112	29	2448	12495	3.3	10.3	HETE	–	–
GRB 021211	12	2493	40714	4.6(6–80)	2.8	HETE	O	1.01
GRB 030115	13	2533	12154	14.2	18.3	HETE	OIR	2.2
GRB 030226	20	U-10893	13591	77.9(6–80)	91.8	HETE	XO	1.99
GRB 030323	35	2640	79017	24.4	27.5	HETE	O	3.37
GRB 030324	26	2641	11562	15.9	20.3	HETE	O	–
GRB 030328	8	2650	40858	–	98.6	HETE	XO	1.52
GRB 030329	35	2652	41834	29.1(6–80)	22.8	HETE	XOR	0.17
GRB 030416	11	U-10897	39839	36.3(6–80)	4.7	HETE	–	–
GRB 030418	12	2686	35958	128.3(6–80)	134.4	HETE	O	–
GRB 030429	14	2695	38542	70.3 (6–80)	79	HETE	OI	2.65
GRB 030519	45	2716	50693	22.5(6–80)	9.5	HETE	–	–
GRB 030528	21	2724	46982	67.5 (6–80)	35.2	HETE	XI	–
GRB 0030706a	16	2758	13250	8.5 (6–80)	8.1	HETE	–	–
GRB 030723	11	2777	23297	13.1(6–80)	6.7	HETE	XO	–
GRB 030725	37	2779	42384	169.4(6–80)	69.7	HETE	O	–
GRB 030821	34	2814	19895	19.1(6–80)	18.3	HETE	–	–
GRB 030823	34	2818	31960	48.5(6–80)	73.6	HETE	–	–
GRB 030824	42	2821	60455	60.5 (6–80)	66.4	HETE	–	–
GRB 030913	5	2849	61617	5.9	5.7	HETE	O	–
GRB 031026	1	2882	20143	–	92.4	HETE	–	–
GRB 0031109a	43	2917	40308	37.4(6–80)	34.6	HETE	–	–
GRB 0031109b	18	2919	69636	38.0(6–80)	–	HETE	–	–
GRB 0031111a	41	2924	60312	37.4 (6–80)	34.6	HETE	–	–
GRB 0031111b	39	2925	71487	38.0(6–80)	23.3	HETE	–	–
GRB 031203	42	2949	21536	10.4(6–80)	9.5	HETE	–	–
GRB 031220	23	2976	12596	9.6(6–80)	7.6	HETE	XO	–
GRB 040228	31	U-11475	805	–	–	HETE	–	–
GRB 040319	35	3128	27960	–	–	HETE	–	–

TAB. 2.2 – (suite) Liste des sursauts gamma détectés par HETE-2/FRÉGATE.

- délai moyen de 80 mn (contre 52 GRBs localisés par BeppoSAX en 6 ans). Ce chiffre comprend 17 XRFs (13 XRF pour BeppoSAX).
- 8 sursauts (0/4/4/0) dont les localisations ont été calculées à bord avec un délai compris entre 25 sec et 9 mn.
  - Ces localisations ont permis d'identifier 23 afterglows (1/9/13/0).
  - Sur les 23 afterglows identifiés, 11 redshifts (1/5/6) ont pu être mesurés entre 0.17 et 3.37. les valeurs des redshifts sont: GRB 010921  $z=0.45$ , GRB 020124  $z=3.2$ , GRB 020813  $z=1.25$ , GRB 021004  $z=2.33$ , GRB 021211  $z=1.01$ , GRB 030115  $z=2.2$ , GRB 030226  $z=1.99$ , GRB 030323  $z=3.37$ , GRB 030328  $z=1.52$ , GRB 030329  $z=0.17$ , GRB 030429  $z=2.665$ .
  - un seul sursaut court et dur a pu être localisé en 2002.

Le modèle GRBM est utilisé pour le calcul des fluences dans les différentes gammes d'énergie et le modèle CTPL dans le but de déterminer avec une grande précision les paramètres spectraux  $\alpha$  et  $E_p$ . Nous verrons à la fin du chapitre 3 que dans certains cas un autre modèle est nécessaire pour ajuster les spectres des sursauts gamma.

### 2.4.3 Modèle GRBM: paramètres spectraux

La table 2.3 (suite: table 2.4) présente tous les paramètres spectraux et les erreurs à 90% de confiance dérivés de l'ajustement des spectres avec le modèle GRBM. On a donc, le nom, la durée sélectionnée en seconde, le nombre de degrés de liberté (DOF), les paramètres  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $E_o$  et  $E_p$  en keV, les normalisations pour les données de la WXM( $N_w$ ) et de FREGATE ( $N_f$ ), la valeur du  $\chi_r^2$ . Les fluences et leur erreurs sont en unité de  $10^{-6}\text{erg.cm}^{-2}$ :  $F_X$  est la fluence X entre 2 keV et 30 keV et  $F_\gamma$  est la fluence  $\gamma$  entre 30 keV et 400 keV. Les erreurs sont calculées avec 90% de confiance. Je donne ensuite le rapport  $F_\gamma/F_X$  qui avec les définitions données section 3.2.1 me permet de définir la nature du sursaut: X-Ray Flash (XRF:  $F_\gamma/F_X < 1.$  ), X-Ray Rich (XRR:  $1. < F_\gamma/F_X < 3.3$ ) ou sursaut gamma *classique* (GRB:  $3.3 < F_\gamma/F_X$ ).

L'échantillon que j'ai étudié est constitué de 19 XRFs, 23 sursauts XRRs et 22 GRBs.

### 2.4.4 Modèle CTPL: paramètres spectraux

La table 2.5 (suite: table 2.6) présente tous les paramètres spectraux déduits de l'ajustement des spectres par le modèle CTPL. Ce modèle sert exclusivement à la détermination des paramètres  $\alpha$  et  $E_o$ . On a donc, le nom, la durée sélectionnée, le nombre de degrés de liberté (DOF),  $\alpha$ ,  $E_o$ ,  $E_p$ , les normes à 100 keV pour la WXM et FREGATE et la valeur  $\chi_r^2$ . Les erreurs sont calculées avec 90% de confiance.

Ces tables me permettent, dans le chapitre suivant, de dégager des propriétés intéressantes sur l'émission prompt des sursauts gamma.

nom	durée	DOF	$\alpha$	$\beta$	$E_o$	$E_p$	$N_w$	$N_f$	$\chi_r^2$	$F_X$	$F_\gamma$	$F_\gamma/F_X$	nature
	s				keV	keV	$10^{-2}$	$10^{-2}$		$10^{-6} \text{ erg.cm}^{-2}$	$10^{-6} \text{ erg.cm}^{-2}$		
GRB 001225	52.42	112	$-1.26^{+0.01}_{-0.01}$	-2.3	$326.7^{+22}_{-20}$	241.7	–	8.6	1.53	$33.39^{+0.31}_{-0.32}$	$133.98^{+1.42}_{-1.62}$	4.012	GRB
GRB 010126	10.01	84	$-1.22^{+0.41}_{-0.29}$	-2.3	$145.6^{+600}_{-88}$	113.5	–	1.91	0.75	$1.236^{+0.143}_{-0.794}$	$3.463^{+0.285}_{-2.885}$	2.801	XRR
GRB 010213	31.45	96	-1.08	$-2.99^{+0.32}_{-0.62}$	$3.66^{+3}_{-1}$	3.4	4.67	3.35	0.91	$0.522^{+0.078}$	$0.0477^{+0.015}$	0.091	XRF
GRB 010225	9.75	66	$-1.19^{+0.51}_{-0.38}$	-2.3	$29.08^{+50}_{-20}$	23.5	0.877	0.934	0.68	$0.374^{+0.022}$	$0.3545^{+0.047}$	0.948	XRF
GRB 010326a	31.45	112	$-0.87^{+0.32}_{-0.26}$	-2.3	$323.6^{+600}_{-157}$	365.6	–	1.88	0.78	$1.9846^{+0.627}_{-0.730}$	$20.10^{+0.931}_{-13.98}$	10.134	GRB
GRB 010326b	10.48	95	$-0.97^{+0.99}$	-2.02	37.19	38.3	1.15	0.835	0.64	$0.246^{+0.023}$	$0.4731^{+0.277}$	1.923	XRR
GRB 010612	47.17	99	$-1.23^{+0.19}_{-0.16}$	-2.3	513.0	395.0	0.215	0.311	0.76	$1.056^{+0.123}_{-0.716}$	$5.292^{+0.372}_{-5.304}$	5.011	GRB
GRB 010613	141.5	113	$-1.43^{+0.16}_{-0.09}$	$-2.34^{+0.32}_{-7.57}$	$110.9^{+44}_{-46}$	63.2	0.666	0.896	0.92	$12.41^{+0.47}_{-1.49}$	$19.392^{+3.071}_{-2.931}$	1.562	XRR
GRB 010629	23.75	97	$-1.3^{+0.24}_{-0.21}$	$-2.28^{+0.23}_{-7.72}$	$62.3^{+47}_{-24}$	43.6	1.53	1.77	0.68	$2.859^{+0.171}_{-1.113}$	$3.949^{+0.767}_{-2.123}$	1.381	XRR
GRB 010921	23.75	122	$-1.52^{+0.11}_{-0.08}$	$-2.33^{+0.3}_{-7.67}$	$171.7^{+90}_{-65}$	82.4	1.51	2.28	0.83	$6.864^{+0.227}_{-0.49}$	$11.18^{+4.333}_{-1.103}$	1.628	XRR
GRB 010923	5.78	97	$-0.99^{+0.81}_{-0.44}$	-2.3	205.2	207.2	–	1.99	0.84	$0.469^{+0.155}_{-0.468}$	$2.769^{+0.359}_{-2.768}$	5.904	GRB
GRB 010928	34.52	141	$-0.65^{+0.1}_{-0.08}$	-2.3	$281.9^{+93}_{-61}$	380.5	3.05	1.79	0.77	$1.325^{+0.104}_{-0.114}$	$21.437^{+0.583}_{-2.047}$	16.178	GRB
GRB 011019	26.22	64	$-1.04^{+1.06}_{-0.74}$	$-2.67^{+0.05}_{-1.18}$	8.01	7.68	0.898	1.52	1.03	0.448	0.1247	0.278	XRF
GRB 011103	15.72	65	-0.97	-2.3	10.8	11.1	1.67	0.66	1.57	$0.135^{+0.068}$	$0.088^{+0.005}$	0.652	XRF
GRB 011130	50	79	$-1.14^{+1.5}_{-8}$	$-2.38^{+0.27}_{-0.37}$	1.971	1.69	3.768	4.475	0.76	0.785	0.275	0.350	XRF
GRB 011212	52.42	94	-1.23	$-2.15^{+0.26}_{-1.33}$	4.86	3.74	0.48	0.63	0.64	0.485	0.3201	0.66	XRF
GRB 011216	30.22	81	$-1.48^{+0.41}_{-0.27}$	-2.3	314.4	163.5	–	0.385	0.75	$1.393^{+0.16}$	3.263	2.342	XRR
GRB 020113	1.128	112	$-0.552^{+0.46}_{-0.34}$	-2.3	$248.4^{+500}_{-116}$	360.2	–	3.31	.955	$0.066^{+0.026}_{-0.035}$	$1.235^{+0.113}_{-1.105}$	18.71	GRB
GRB 020124	40.65	125	$-0.87^{+0.19}_{-0.16}$	$-2.59^{+0.65}_{-7.41}$	$81.89^{+31}_{-30}$	93.6	1.55	1.65	.86	$1.918^{+0.138}_{-0.333}$	$6.463^{+2.561}_{-1.545}$	3.369	GRB
GRB 020127	25.62	125	$-1.09^{+0.21}_{-0.18}$	-2.3	$113.0^{+92}_{-44}$	102.8	0.51	0.55	.80	$0.674^{+0.071}_{-0.203}$	$2.071^{+0.232}_{-0.956}$	3.071	XRR
GRB 020201	120.57	44	-.98	$-2.21^{+0.35}_{-0.61}$	$11.28^{+37}_{-11}$	11.5	–	2.5	.747	4.25	3.29	0.774	XRF
GRB 020305	120.6	84	$-1.06^{+0.14}_{-0.13}$	-2.3	$260.8^{+292}_{-100}$	245.1	–	0.47	.85	$2.749^{+0.194}_{-0.482}$	$15.79^{+0.92}_{-7.3}$	5.747	GRB
GRB 020317	10	80	$-0.68^{+0.52}_{-0.29}$	$-3.57^{+1.66}_{-6.21}$	$23.8^{+18}_{-8}$	31.41	1.81	1.71	.90	$0.211^{+0.028}$	0.170	0.805	XRF
GRB 020331	75	110	$-0.84^{+0.16}_{-0.14}$	-2.3	$71.95^{+24}_{-17}$	83.5	0.79	0.87	.68	$1.702^{+0.158}_{-0.277}$	$5.79^{+0.44}_{-1.36}$	3.407	GRB
GRB 020418	7.31	112	$-1.06^{+0.35}_{-0.37}$	$-2.17^{+0.47}_{-7.83}$	$224.6^{+511}_{-187}$	211.1	–	9.73	.64	$3.299^{+1.58}$	$17.97^{+18.65}_{-17.77}$	5.456	GRB
GRB 020531	1.03	122	$-0.96^{+0.21}_{-0.19}$	-2.3	$252.7^{+392}_{-107}$	262.8	2.76	3.63	.768	$0.142^{+0.021}_{-0.03}$	$1.018^{+0.079}_{-0.587}$	7.169	GRB
GRB 020625	41.95	109	-1.07	$-2.18^{+0.45}_{-2.23}$	$7.48^{+6}_{-6}$	6.9	0.45	0.57	.70	$0.303^{+0.041}$	.2073	0.683	XRF
GRB 020801	262.2	126	$-1.29^{+0.19}_{-0.14}$	-2.3	$102.1^{+66}_{-40}$	72.5	0.74	0.42	0.98	$7.86^{+0.53}_{-2.07}$	$15.31^{+1.13}_{-4.48}$	1.947	XRR
GRB 020812	60	94	$-1.07^{+0.32}_{-0.39}$	$-2.14^{+0.62}_{-7.86}$	$90.65^{+500}_{-20}$	84.3	0.29	0.31	0.73	$0.81^{+0.17}$	2.31	2.851	XRR
GRB 020813	113.8	142	$-1.02^{+0.02}_{-0.02}$	-2.3	$215.1^{+18}_{-15}$	210.8	2.42	2.81	1.67	$13.88^{+0.34}_{-0.23}$	$78.75^{+1.25}_{-1.48}$	5.673	GRB
GRB 020819	50.15	116	$-0.94^{+0.12}_{-0.12}$	-2.3	$59.81^{+18}_{-13}$	63.4	1.6	0.15	.93	$2.427^{+0.13}_{-0.251}$	$5.822^{+0.296}_{-0.885}$	2.398	XRR

TAB. 2.3 – Paramètres des ajustements spectraux avec le modèle GRBM (suite: table 2.4).

nom	durée	DOF	$\alpha$	$\beta$	$E_o$	$E_p$	$N_w$	$N_f$	$\chi_r^2$	$F_X$	$F_\gamma$	$F_\gamma/F_X$	nature
	s				keV	keV	$10^{-2}$	$10^{-2}$		$10^{-6} \text{ erg.cm}^{-2}$	$10^{-6} \text{ erg.cm}^{-2}$		
GRB 021004	49.7	115	$-1.02^{+0.24}_{-0.21}$	-2.3	$64.51^{+33}_{-25}$	63.2	0.4	0.44	.74	$0.81^{+0.114}_{-0.52}$	$1.84^{+0.27}_{-1.345}$	2.271	XRR
GRB 021014	26.22	97	$-.69^{+0.64}_{-0.52}$	-2.3	$224.3_{-140}$	293.8	–	0.73	.76	$0.456^{+0.228}$	$5.45^{+0.66}$	11.951	GRB
GRB 021016	94.4	112	$-1.2^{+0.11}_{-0.12}$	-2.3	$282.7^{+311}_{-100}$	226.2	–	0.55	.85	$3.417^{+0.244}_{-0.359}$	$14.71^{+0.88}_{-3.67}$	4.305	GRB
GRB 021104	31.25	68	$-.77^{+0.73}_{-0.52}$	$-2.46^{+0.44}_{-1.9}$	$20.09^{+5}_{-6}$	24.7	1.2	2.03	.64	$0.834^{+0.047}$	0.797	0.955	XRF
GRB 021112	22.8	89	-1.3	-2.3	21.64	15.1	1.77	1.17	.67	$0.182^{+0.03}$	0.129	0.708	XRF
GRB 021211	8	125	$-.8^{+0.09}_{-0.09}$	$-2.3^{+0.12}_{-0.35}$	$39.5^{+7}_{-6}$	47.4	7.5	8.3	0.8	$1.344^{+0.04}_{-0.08}$	$2.64^{+0.258}_{-0.285}$	1.964	XRR
GRB 030115	35.9	113	$-1.31^{+0.21}_{-0.15}$	$-2.4^{+0.52}_{-7.5}$	$89.7^{+79}_{-46}$	61.9	0.277	0.347	0.87	$0.917^{+0.1}_{-0.568}$	$1.534^{+2.491}_{-0.983}$	1.672	XRR
GRB 030226	68.15	100	$-1.04^{+0.16}_{-0.172}$	-2.3	$158^{+160}_{-55}$	151.7	0.42	0.47	1.37	$1.451^{+0.11}_{-0.34}$	$6.311^{+0.456}_{-2.018}$	4.349	GRB
GRB 030323	26.22	78	$-.8^{+0.08}_{-0.45}$	$-3.2^{+1.51}_{-6.8}$	$43.76^{+51}_{-21}$	52.5	2	0.55	0.88	$0.304^{+0.034}$	0.522	1.717	XRR
GRB 030324	10.48	117	$-1.46^{+0.19}_{-0.09}$	-2.3	$391.2_{-269}$	211.2	0.3	0.37	0.86	$0.456^{+0.054}_{-0.437}$	$1.195^{+0.188}_{-1.187}$	2.621	XRR
GRB 030328	193.9	139	$-1.1^{+0.05}_{-0.03}$	$-2.21^{+0.22}_{-7.79}$	$136.7^{+19}_{-16}$	123.0	0.87	0.91	1.35	$8.447^{+0.196}_{-0.221}$	$30.64^{+2.53}_{-1.35}$	3.627	GRB
GRB 030329	62.92	139	$-1.26^{+0.02}_{-0.01}$	$-2.28^{+0.05}_{-0.05}$	$91.45^{+5}_{-5}$	67.7	13.5	13.44	1.55	$55.38^{+0.37}_{-0.43}$	$107.59^{+1.26}_{-1.26}$	1.94	XRR
GRB 030416	78.65	75	-1.09	$-2.4^{+0.19}_{-0.25}$	$2.54^{+1}_{-1.5}$	2.31	2.73	4.23	0.81	1.305	0.435	0.333	XRF
GRB 030418	104.85	125	$-1.38^{+0.1}_{-0.19}$	$-2.92^{+0.64}_{-7}$	$61.36^{+44}_{-13}$	38.0	0.19	0.21	1	$1.773^{+0.227}$	$1.698_{-0.918}$	0.957	XRF
GRB 030429	24.37	80	$-1.17^{+0.41}_{-0.31}$	-2.3	$68.6^{+524}_{-41}$	56.9	0.38	0.24	0.76	$0.305^{+0.07}$	$0.557^{+0.169}$	1.826	XRR
GRB 030519	20.97	125	$-.9^{+0.03}_{-0.04}$	-2.3	$189.9^{+20}_{-17}$	208.9	0.34	12.6	1.1	$9.038^{+0.23}_{-0.258}$	$61.23^{+0.84}_{-1.47}$	6.774	GRB
GRB 030528	83.87	105	$-1.42^{+0.21}_{-0.17}$	$-2.35^{+0.14}_{-0.24}$	$49.4^{+28}_{-18}$	28.6	0.38	1.03	0.82	$7.263^{+0.223}_{-1.55}$	$6.84^{+0.45}_{-2.19}$	0.941	XRF
GRB 0030706a	5.24	76	$-1.08^{+1.06}_{-0.69}$	-2.3	$115.7_{-85.1}$	106.4	–	0.36	0.7	$0.089^{+0.021}$	$0.287^{+0.63}$	3.224	XRR
GRB 030723	18.7	95	-1.26	$-2.05^{+0.36}_{-8}$	$9.43^{+13}_{-9}$	6.9	0.47	0.48	0.98	0.244	0.217	0.889	XRF
GRB 030725	73.4	114	$-1.53^{+0.05}_{-0.05}$	-2.3	$293.1^{+141}_{-76}$	137.7	0.84	0.89	1.39	$8.88^{+0.221}_{-0.366}$	$17.83^{+0.81}_{-1.98}$	2.007	XRR
GRB 030821	19.96	93	$-0.87^{+0.23}_{-0.2}$	-2.3	$68.5^{+34}_{-21}$	77.4	1.62	1.73	0.96	$0.954^{+0.06}_{-0.215}$	$2.91^{+0.18}_{-0.94}$	3.05	XRR
GRB 030823	55.5	89	$-1.18^{+0.3}_{-0.21}$	$-2.79^{+0.61}_{-7.21}$	$33.1^{+21}_{-14}$	27.1	1.06	0.9	0.7	$2.136^{+0.156}_{-1.376}$	$1.616^{+5.77}_{-1.124}$	0.756	XRF
GRB 030824	15.72	79	-1.21	$-2.26^{+0.21}_{-0.42}$	$6.68^{+8}_{-6}$	5.27	3.42	4.26	0.68	1.097	0.582	0.53	XRF
GRB 030913	9.1	102	$-0.95^{+0.37}_{-0.3}$	-2.3	$146.1^{+520}_{-80}$	153.4	0.48	0.5	0.66	$0.169^{+0.035}_{-0.153}$	$0.839^{+0.098}_{-0.838}$	4.964	GRB
GRB 031026	73.4	106	$-1.12^{+0.38}_{-0.22}$	-2.3	897	789.4	0.12	0.084	0.79	$0.352^{+0.066}$	$2.745^{+0.477}$	7.798	GRB
GRB 0031109a	73.4	112	$-1.17^{+0.03}_{-0.04}$	-2.3	$223.2^{+34}_{-27}$	185.2	–	2.22	1.99	$9.83^{+0.3}_{-0.29}$	$39.85^{+0.66}_{-1.17}$	4.053	GRB
GRB 0031109b	235.8	80	-1.29	-2.3	22.3	15.8	0.068	0.224	1.09	2.214	1.794	0.81	XRF
GRB 0031111a	57.6	140	$-1.03^{+0.09}_{-0.08}$	-2.3	$429.4^{+250}_{-130}$	416.5	0.79	1.09	0.84	$2.935^{+0.246}_{-0.263}$	$23.18^{+0.69}_{-3.3}$	7.897	GRB
GRB 0031111b	36.7	92	$-1.25^{+1.85}_{-9}$	$-2.02^{+0.19}_{-8}$	$6.86^{+}_{-5}$	5.1	0.68	1.21	0.96	0.95	0.888	0.934	XRF
GRB 031203	11.21	132	$-1.13^{+0.09}_{-0.08}$	-2.3	$173.7^{+52}_{-34}$	151.1	6.77	3.54	0.78	$2.107^{+0.112}_{-0.134}$	$8.094^{+0.335}_{-0.786}$	3.841	GRB
GRB 031220	15.7	89	$-1.45^{+0.19}_{-0.36}$	$-2.45^{+0.62}_{-7.5}$	$69.1^{+653}_{-60}$	38	0.31	0.36	0.78	$0.564^{+0.072}$	0.595	1.056	XRR
GRB 040228	41.9	95	-1.29	-2.3	246.5	175	0.12	0.09	0.68	$0.289^{+0.115}$	$0.948^{+0.402}$	3.280	XRR
GRB 040319	8.69	111	$-1.02^{+0.35}_{-0.27}$	-2.3	$55.4^{+50}_{-24}$	54.3	1.45	1.83	0.74	$0.562^{+0.046}_{-0.429}$	$1.122^{+0.108}_{-1.04}$	1.996	XRR

TAB. 2.4 – (suite) Paramètres des ajustements spectraux avec le modèle GRBM.

nom	durée	DOF	$\alpha$	$E_o$	$E_p$	$N_w$	$N_f$	$\chi_r^2$
	s			keV	keV	$10^{-2}$	$10^{-2}$	
GRB 001225	52.42	112	$-1.26^{+0.01}_{-0.01}$	$340.3^{+22}_{-20}$	251.8	–	29.24	1.44
GRB 010126	10.01	84	$-1.28^{+0.27}_{-0.24}$	$187.5^{+720}_{-96}$	135	–	6.22	0.75
GRB 010213	31.45	96	–	–	–	–	–	–
GRB 010225	9.75	66	$-1.23^{+0.36}_{-0.33}$	$34.85^{+41}_{-15}$	26.8	2.19	2.33	0.68
GRB 010326a	31.45	112	$-0.88^{+0.29}_{-0.25}$	$342.8^{+566}_{-152}$	383.9	–	1.09	0.78
GRB 010326b	10.48	95	$-1.15^{+0.39}_{-0.37}$	$65.46^{+188}_{-33}$	55.6	1.3	0.973	0.65
GRB 010612	47.17	99	$-1.25^{+0.18}_{-0.16}$	$571.4_{-334}$	428.5	0.68	0.99	0.76
GRB 010613	141.5	113	$-1.47^{+0.09}_{-0.09}$	$136.8^{+47}_{-30}$	72.5	5.34	7.21	0.92
GRB 010629	23.75	97	$-1.4^{+0.17}_{-0.16}$	$85.93^{+48}_{-24}$	51.5	7.31	8.76	0.68
GRB 010921	23.75	122	$-1.54^{+0.07}_{-0.07}$	$196^{+79}_{-47}$	90.2	17.23	26.41	0.82
GRB 010923	5.78	97	$-1.02^{+0.6}_{-0.42}$	$236.9_{-237}$	232.1	–	2.08	0.84
GRB 010928	34.52	141	$-0.66^{+0.08}_{-0.08}$	$295.8^{+93}_{-62}$	396.4	0.624	0.3696	0.77
GRB 011019	26.22	64	$-1.47^{+0.93}_{-0.79}$	$19.89^{+103}_{-13}$	10.5	1.46	2.17	1.02
GRB 011103	15.72	65	–	–	–	–	–	–
GRB 011130	50	79	–	–	–	–	–	–
GRB 011212	52.42	94	–	–	–	–	–	–
GRB 011216	36.7	80	$-1.41_{-0.55}$	105.3	62.1	–	2.91	0.88
GRB 020113	1.128	112	$-.52^{+0.47}_{-0.36}$	$238.9^{+430}_{-111}$	353.5	–	0.383	.95
GRB 020124	40.65	125	$-.89^{+0.17}_{-0.16}$	$86.95^{+34}_{-21}$	96.5	.901	.9701	.86
GRB 020127	25.62	125	$-1.11^{+0.17}_{-0.17}$	$122.8^{+90}_{-40}$	109.3	.824	.889	.80
GRB 020201	120.57	44	–	–	–	–	–	–
GRB 020305	120.6	84	$-1.06^{+0.14}_{-0.13}$	$261.3^{+280}_{-97}$	245.6	–	0.636	.85
GRB 020317	10	80	$-.53^{+0.53}_{-0.62}$	$20.16^{+22}_{-9}$	29.6	.336	.304	.89
GRB 020331	75	110	$-.81^{+0.14}_{-0.14}$	$70.3^{+20}_{-14}$	83.6	.362	.395	.65
GRB 020418	7.31	112	$-1.11^{+0.4}_{-0.33}$	$283.9^{+480}_{-127}$	252.6	–	15.28	.64
GRB 020531	1.03	122	$-.968^{+0.2}_{-0.19}$	$262.3^{+390}_{-110}$	270.7	2.35	3.11	.76
GRB 020625	41.95	109	–	–	–	–	–	–
GRB 020801	262.2	126	$-1.36^{+0.13}_{-0.11}$	$133.4^{+70}_{-38}$	85.4	3.18	1.85	1
GRB 020812	60	94	$-1.14^{+0.35}_{-0.32}$	$114.8^{+520}_{-59}$	98.7	0.472	0.508	0.73
GRB 020813	113.8	142	$-1.03^{+0.02}_{-0.02}$	$231^{+18}_{-17}$	224.1	2.74	3.21	1.77
GRB 020819	50.15	116	$-1.03^{+0.11}_{-0.09}$	$76.23^{+19}_{-14}$	73.9	1.47	1.41	1.
GRB 021004	49.7	115	$-1.09^{+0.21}_{-0.2}$	$84.03^{+80}_{-31}$	76.5	.49	.55	.76
GRB 021014	26.22	97	$-.73^{+0.68}_{-0.45}$	$263.7_{-166}$	334.9	–	.2	.76
GRB 021016	94.4	112	$-1.22^{+0.11}_{-0.1}$	$319.4^{+306}_{-117}$	249.1	–	1.51	.86
GRB 021104	31.25	68	$-1.03^{+0.52}_{-0.43}$	$30.18^{+37}_{-13}$	29.3	.62	1.07	.66
GRB 021112	22.8	89	$-1.59^{+0.86}_{-0.71}$	80.7	33.1	.96	.88	.67
GRB 021211	8	125	$-.90^{+0.07}_{-0.07}$	$51.25^{+6}_{-5}$	56.4	3.58	3.98	.92

TAB. 2.5 – Paramètres des ajustements spectraux avec le modèle CTPL.

nom	durée	DOF	$\alpha$	$E_o$	$E_p$	$N_w$	$N_f$	$\chi_r^2$
	s			keV	keV	$10^{-2}$	$10^{-2}$	
GRB 030115	35.9	113	$-1.33^{+0.15}_{-0.14}$	$98.3^{+73}_{-33}$	65.8	1.21	1.52	0.86
GRB 030226	68.15	100	$-1.08^{+0.2}_{-0.2}$	$177.9^{+89}_{-96}$	163.6	0.55	0.64	0.89
GRB 030323	26.22	78	$-0.8^{+0.8}_{-0.83}$	$44.2^{+90}_{-26}$	53.0	0.82	0.22	0.87
GRB 030324	10.48	117	$-1.48^{+0.18}_{-0.15}$	236.5	122.9	2.68	3.29	0.86
GRB 030328	193.9	139	$-1.17^{+0.05}_{-0.04}$	$123.3^{+17}_{-14}$	102.3	1.54	1.14	1.26
GRB 030329	62.92	139	$-1.33^{+0.02}_{-0.01}$	$119.9^{+4.6}_{-4}$	80.3	49.49	51.3	2.38
GRB 030416	78.65	75	—	—	—	—	—	—
GRB 030418	104.85	125	$-1.43^{+0.15}_{-0.14}$	$69.87^{+42}_{-21}$	39.8	1.21	1.36	0.99
GRB 030429	24.37	80	$-1.15^{+0.36}_{-0.33}$	$67.4^{+700}_{-36}$	57.3	0.82	0.51	0.76
GRB 030519	20.97	125	$-0.94^{+0.04}_{-0.03}$	$218.4^{+20}_{-18}$	231.5	2.3	8.98	1.21
GRB 030528	83.87	105	$-1.62^{+0.11}_{-0.09}$	$90.2^{+30}_{-19}$	34.3	3.56	10.4	0.89
GRB 030706a	5.24	76	$-1.19^{+1.17}_{-0.57}$	$152.3_{-117}$	123.4	—	0.72	0.7
GRB 030723	18.7	95	$-1.78^{+0.6}_{-0.32}$	91.8	20.2	1.78	2.12	0.97
GRB 030725	73.4	114	$-1.53^{+0.05}_{-0.05}$	$297.4^{+136}_{-74}$	139.8	9.89	10.5	1.38
GRB 030821	19.96	93	$-0.91^{+0.17}_{-0.16}$	$77.5^{+29}_{-18}$	84.5	0.96	1.05	0.95
GRB 030823	55.5	89	$-1.2^{+0.24}_{-0.23}$	$35.3^{+21}_{-11}$	28.2	2.5	2.13	0.71
GRB 030824	15.72	79	—	—	—	—	—	—
GRB 030913	9.1	102	$-0.97^{+0.33}_{-0.29}$	$156^{+530}_{-78}$	160.7	0.41	0.43	0.66
GRB 031026	73.4	106	$-1.16^{+0.44}_{-0.19}$	10000	100000	.23	0.16	0.79
GRB 031109a	73.4	112	$-1.19^{+0.03}_{-0.04}$	$247.9^{+33}_{-27}$	200.8	—	5.31	2.02
GRB 031109b	235.8	80	—	—	—	—	—	—
GRB 031111a	57.6	140	$-1.03^{+0.09}_{-0.08}$	$437.5^{+245}_{-126}$	424.4	0.93	1.28	0.84
GRB 031111b	36.7	92	$-1.82^{+0.46}_{-0.36}$	$136.4_{-108}$	24.5	2.67	4.41	0.94
GRB 031203	11.21	132	$-1.14^{+0.09}_{-0.07}$	$183^{+52}_{-36}$	157.4	12.3	6.48	0.78
GRB 031220	15.72	89	$-1.55^{+0.27}_{-0.26}$	$96.4_{-50}$	43.4	3	3.67	0.77
GRB 040228	41.95	95	$-1.31^{+0.34}_{-0.3}$	$300.8_{-243}$	207.5	0.48	0.36	0.68
GRB 040319	8.69	111	$-1.04^{+0.28}_{-0.24}$	$61.3^{+41}_{-20}$	58.8	1.6	2.04	0.73

TAB. 2.6 – (suite) Paramètres des ajustements spectraux avec le modèle CTPL.

## Chapitre 3

# Etude spectrale de l'émission prompte

Je présente dans ce chapitre les diverses observations et interprétations que j'ai pu déduire de l'étude spectrale des sursauts gamma détectés par HETE-2/FREGATE. Afin de travailler sur un échantillon cohérent de sursauts, j'ai sélectionné dans les  $\sim 150$  sursauts détectés par FREGATE uniquement ceux qui sont dans le champ de vue de FREGATE avec un angle d'incidence inférieur à  $60^\circ$ . Si le sursaut a aussi été détecté par la WXM, je fais un spectre joint avec les deux lots de données.

J'étudie donc les 64 sursauts dont j'ai présenté les paramètres spectraux dans les tables à la fin du chapitre 2. La grande majorité des sursauts détectés appartient à la catégorie des sursauts longs. Les deux sursauts courts GRB 020113 et GRB 020531 détectés par HETE-2 sont représentés dans la plupart des figures par des étoiles pour pouvoir les différencier rapidement et choisir de les prendre en compte ou non dans les interprétations. Les sursauts courts semblent provenir d'un mécanisme différent de celui responsable des sursauts longs (voir chapitre 1.4.1) et il est important de pouvoir les distinguer des autres. De plus, HETE-2 a détecté très peu de sursauts courts contrairement aux autres missions comme (BATSE ou BeppoSAX), j'aborderai ce point dans la section 3.4.

Ce chapitre porte sur l'étude des **spectres intégrés sur toute la durée du sursaut**, et se compose de la manière suivante: je présente dans un premier temps les distributions des différents paramètres spectraux et relations dérivées des études des spectres de HETE-2. Puis je fait une étude détaillée sur la nature des XRFs. Je passe ensuite rapidement sur le problème des sursauts courts et sur une méthode simple pour déterminer si un sursaut est dans le champ de vue de FREGATE. Enfin je montre que j'ai observé dans les spectres de deux sursauts une seconde cassure à basse énergie qui n'est pas celle du  $E_p$ .

### Notation:

Les sursauts gamma mous sont notés **XRF** (X-Ray Flashes) et **XRR** (X-Ray Rich GRBs) et les sursauts gamma classiques: **GRB**. Les définitions de ces différentes *classes* de sursauts ont été introduites dans la section 1.2.8 et seront précisées dans la section 3.3.

## 3.1 Distribution des paramètres spectraux

Les différents paramètres spectraux des sursauts gamma sont ceux définis par le modèle de Band que j'ai présenté dans le chapitre 1 section 1.2.3. Ces paramètres, au



nombre de trois, permettent de caractériser chaque sursaut; ce sont: le pic d'énergie  $E_p$  relié à la valeur  $E_o$ , l'indice spectral de la pente à basse énergie  $\alpha$  et celui de la pente à haute énergie  $\beta$ .

Les valeurs et erreurs à 90% de confiance des paramètres  $E_o$  et  $\alpha$  ont été calculées en ajustant les spectres avec le modèle CTPL. J'ai choisi de présenter dans cette section les deux types de distributions des paramètres spectraux dérivés des deux modèles, CTPL et GRBM. Ces distributions me permettent d'introduire les différentes catégories de sursauts gamma qui ont été mises en évidence par BeppoSAX [62] et confirmées par HETE-2[10]: les *X-Ray Flashes (XRF)* et les *sursauts X-Ray Rich (XRR)*.

### 3.1.1 Distribution de alpha

Les figures 3.1 montrent la distribution du paramètre  $\alpha$  pour tous les sursauts détectés par FREGATE+WXM. A gauche, la distribution est dérivée du modèle CTPL et à droite du modèle GRBM. La valeur moyenne de cette distribution, dans les deux cas, se situe à  $\sim -1.2$ , ce qui est **en accord avec celle des sursauts de BATSE** qui est centrée sur  $-1$  [108] (voir figure 1.9 au centre).

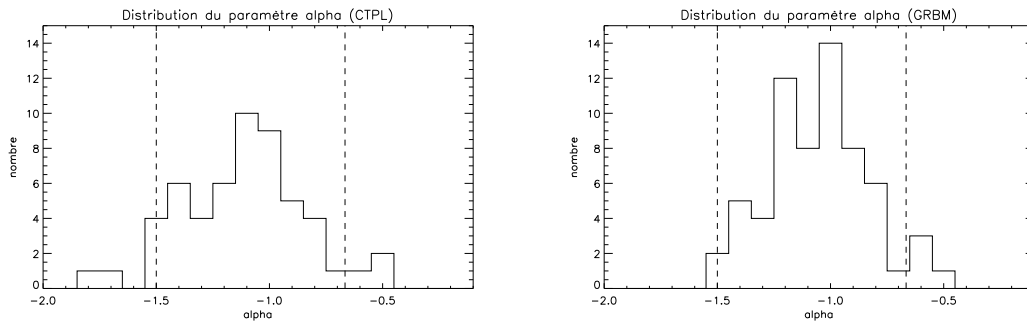


FIG. 3.1 – Ces figures montrent la distribution du paramètre  $\alpha$  pour les spectres des sursauts détectés par HETE-2. La distribution à gauche est dérivée des spectres ajustés avec le modèle CTPL et celle à droite des spectres ajustés avec le modèle GRBM. Les distributions piquent à une valeur moyenne de  $\sim -1.2$ . Les traits pointillés représentent les limites synchrotron.

Le second résultat, plus important (qui est également illustré dans la figure 3.3) est que la distribution est **confinée dans les limites prédites par le modèle mettant en jeu l'émission synchrotron**. Ces limites sont  $-3/2$  et  $-2/3$  et elles sont représentées en tirets (voir la discussion sur ces limites dans le paragraphe suivant). On remarque que 5 sursauts pour le modèle CTPL et 4 pour le modèle GRBM sont en dehors de ces limites. Cette figure ne présente cependant pas les erreurs sur ces paramètres et nous verrons avec les figures suivantes qu'elles peuvent être importantes, mais il apparaît néanmoins que tous les sursauts restent compatibles avec ces limites. En ce qui concerne la comparaison avec la distribution de BATSE, ainsi que les résultats de BeppoSAX [46], qui sortent des limites du synchrotron, il est important de noter que ces derniers sont dérivés de l'étude spectro-temporelle des sursauts de BATSE et BeppoSAX alors que celle de HETE-2 est dérivée uniquement des spectres intégrés sur toute la durée du sursaut.

Il serait intéressant de faire le même genre de distribution que celle de BATSE, c'est à dire en utilisant les spectres intégrés sur un intervalle de temps précis pour voir si les

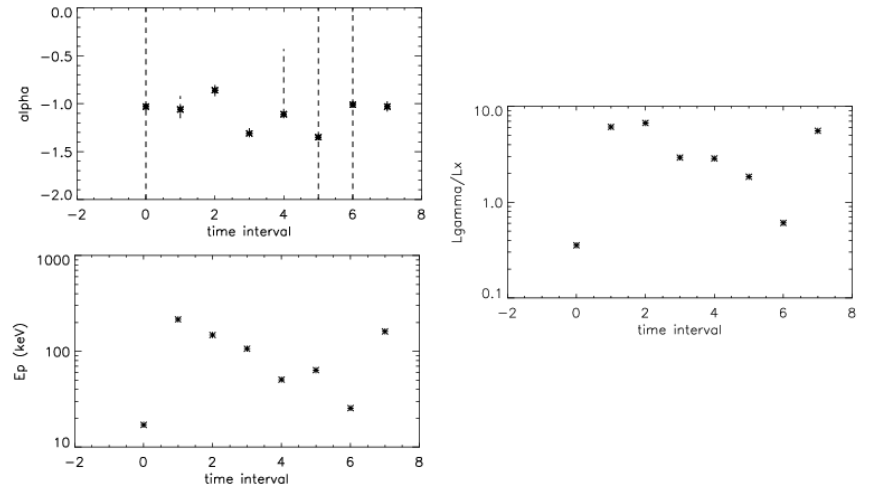


FIG. 3.2 – Ces figures montrent l'évolution temporelle des paramètres spectraux de GRB 001225. Le sursaut a été découpé en sept intervalles de temps égaux (0–6) et l'intervalle numéro 7 correspond au spectre intégré sur la durée totale du sursaut. A gauche le paramètre  $\alpha$  (en haut) et  $E_p$  (en bas) et à droite, la dureté.

sursauts de HETE-2 sortent aussi des limites prédites par le modèle synchrotron. J'ai fait cette étude pour le “CHRISMAS BURST”, GRB 001225. Ce travail a fait l'objet d'un proceeding à Rome en 2002, qui est en annexe. La figure 3.2 montre l'évolution temporelle des paramètres spectraux de GRB 001225. Le sursaut a été découpé en sept intervalles de temps égaux (0–6) et l'intervalle numéro 7 correspond au spectre intégré sur la durée totale du sursaut. A gauche le paramètre  $\alpha$  (en haut) et  $E_p$  (en bas) et à droite, la dureté. On voit que dans ce cas, le paramètre  $\alpha$  reste dans les limites du synchrotron, ce qui étendrait le résultat précédent à l'évolution spectro-temporelle (néanmoins ce résultat reste à confirmer). Cette figure montre aussi **l'évolution spectro-temporelle du dur vers le mou** qui a été mise en évidence avec les autres expériences (voir section 1.2.5 [51, 46]). En effet, si on ignore le premier intervalle pour lequel  $\alpha$  n'est pas contraint, on voit que le  $E_p$  et la dureté évoluent simultanément d'un spectre dur (grande valeur de  $E_p$  et donc grande valeur de la dureté) vers un spectre mou.

Les figures 3.3 montrent le paramètre  $\alpha$  en ordonnée en fonction du paramètre  $E_o$  en abscisse calculés à partir du modèle CTPL (figure de gauche) et du modèle GRBM (figure de droite). Les erreurs sont représentées avec des intervalles de confiance à 90%. Sur la figure de gauche, on voit que les 5 sursauts dont le  $\alpha$  était en dehors des limites synchrotron sur la figure 3.1 ont des barres d'erreurs importantes compatibles avec les limites du synchrotron. De même pour les 4 valeurs de  $\alpha$  qui étaient en dehors des limites sur la figure 3.1 de droite, les erreurs sont aussi dans les limites du synchrotron.

Les figures 3.4 montrent les mêmes figures que 3.3 avec  $E_p$  à la place de  $E_o$ . Outre le même résultat que la figure précédente, cette figure met en évidence une fraction importante de sursauts qui ont un  $E_p$  inférieur à 50 keV: c'est une première confirmation de l'observation des sursauts mous mis en évidence avec BeppoSAX [62]. Ces sursauts ont la caractéristique d'émettre la majeure partie de leur énergie à basse énergie et donc d'avoir

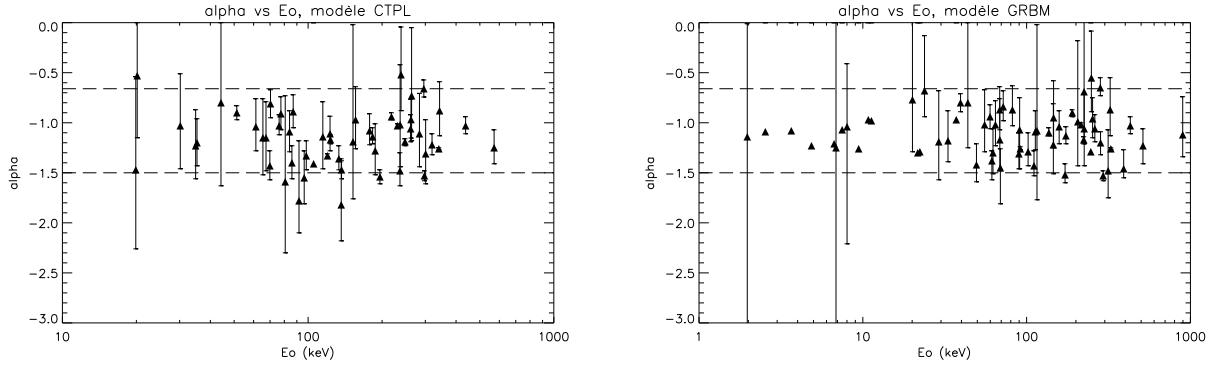


FIG. 3.3 – Ces figures présentent en abscisse le paramètre  $E_o$  et en ordonnée le paramètre  $\alpha$  des spectres des sursauts ajustés avec le modèle CTPL (figure de gauche) et le modèle GRBM (figure de droite). Les tirets symbolisent les limites du synchrotron ( $-3/2$  et  $-2/3$ ).

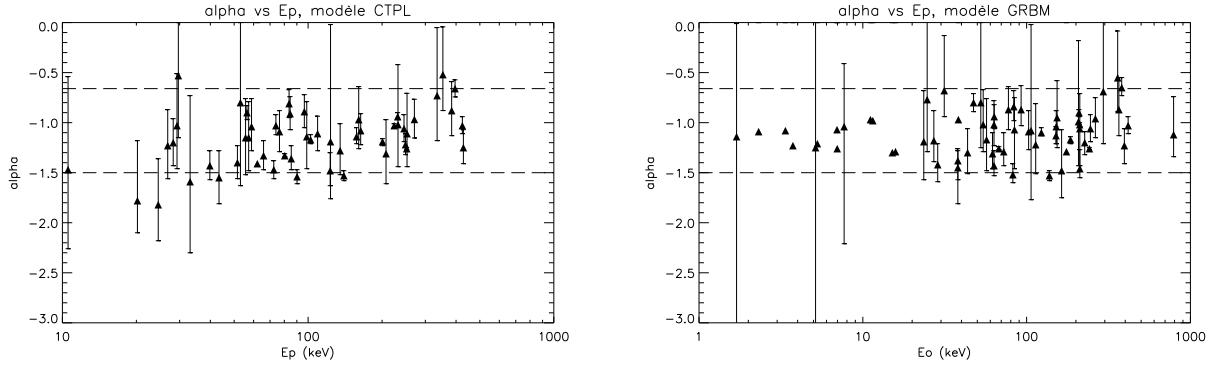


FIG. 3.4 – Ces figures présentent en abscisse le paramètre  $E_p$  et en ordonnée le paramètre  $\alpha$  des spectres des sursauts ajustés avec le modèle CTPL (figure de gauche) et le modèle GRBM (figure de droite). Les tirets symbolisent les limites du synchrotron ( $-3/2$  et  $-2/3$ ).

un  $E_p$  dont la valeur est inférieure à celles trouvées par BATSE. On voit aussi sur cette figure que quelle que soit la valeur de  $E_p$ , particulièrement dans le cas des sursauts mous,  $\alpha$  reste aussi dans les limites du synchrotron.

Ces figures 3.1, 3.3, 3.4 nous permettent de mettre en évidence plusieurs caractéristiques de l'émission prompte des sursauts, qu'ils soient durs ou mous :

- Existence d'une quantité importante de sursauts qui ont un  $E_o$  et un  $E_p$  à basse énergie, typiquement inférieur à 50 keV. Ces sursauts ont été classés comme XRFs par Heise et al. (2001) [62]. Cette figure montre **la confirmation par HETE-2 de l'existence des X-Rays Flashes**.
- Quelle que soit la valeur de  $E_o$  et donc quel que soit le type de sursaut (XRF, XRR ou GRB), toutes les valeurs (aux erreurs près) du paramètre  $\alpha$  sont **dans les limites prédites par le modèle synchrotron** (voir ci après).
- Les sursauts XRFs et XRRs ont une distribution de  $\alpha$  similaire à celle des sursauts GRBs.

En ce qui concerne ce dernier point, la figure 3.4 à droite est celle qui est la plus représentative, tous les sursauts y sont représentés et le paramètre  $E_p$  est caractéristique de chaque sursaut. Dans cette figure, on voit qu'il n'existe vraisemblablement pas de différences fondamentales entre les sursauts mous (avec un petit  $E_p$ ) et les GRBs classiques, ce qui n'était pas complètement admis au moment de leur découverte. Ces événements étaient initialement définis par le fait qu'ils étaient vus dans la WFC (détecteur X) et non dans le GRBM (détecteur gamma) de BeppoSAX. Ils formaient donc deux classes distinctes et naturellement, on a pensé que ce pourraient être des événements qui avaient une physique différente des sursauts gamma (voir la section 1.2.8)

### Les limites du synchrotron pour la pente du spectre à basse énergie

L'émission synchrotron est produite par des électrons relativistes évoluant dans un champ magnétique. La forme du spectre des photons rayonnés est directement relié à la distribution en énergie des électrons relativistes. Si on fait l'hypothèse que le processus synchrotron est dominant durant toute la phase de l'émission gamma, des limites peuvent être obtenues pour la pente des spectres intégrés sur la durée totale du sursaut. Ces pentes limites sont calculées dans le chapitre 4 de cette thèse qui décrit le mécanisme d'émission synchrotron dans le cadre du modèle des chocs internes. Je me limite ici aux résultats concernant la pente à basse énergie d'indice  $\alpha$  qui doit vérifier  $-3/2 < \alpha < -2/3$ . J'ai montré dans cette section que toutes les valeurs de  $\alpha$  des sursauts détectés par HETE-2 étaient bien, sans exception, dans cet intervalle.

La première limite  $\alpha = -2/3$  est appelée aussi *ligne de mort* du mécanisme synchrotron:

Le spectre synchrotron instantané d'un électron unique montre une pente à basse énergie  $\alpha = -2/3$  (pour le nombre de photons et  $\alpha = +1/3$  pour le flux), suivie d'une coupure exponentielle à la fréquence synchrotron. Ce spectre serait aussi celui d'une distribution mono-énergétique d'électrons. Dans le cas des sursauts gamma, on prévoit plutôt que les électrons relativistes ont une distribution en loi de puissance  $N(E) = E^{-p}$ , pour  $E > E_i$  et avec  $p$  proche de 2.  $E_i$  est l'énergie minimum des électrons relativistes qui viennent d'être accélérés. Si ces électrons ne rayonnent pas efficacement, leur perte d'énergie par rayonnement synchrotron est négligeable et la forme de cette distribution n'évolue pas sur une échelle de temps dynamique. Le spectre instantané est donc la superposition du spectre mono-énergétique mentionné ci-dessus, pondéré par la loi de puissance. A basse énergie, on ne somme que des pentes  $-2/3$  et le résultat est  $\alpha = -2/3$ . Lorsque l'on intègre ces spectres élémentaires sur la durée du sursaut, la pente observée est donc encore égale à  $\alpha = -2/3$ .

La seconde limite  $\alpha = -3/2$ , vient du fait que le cas précédent est modifié si les électrons rayonnent efficacement. En effet la perte d'énergie des électrons n'est plus négligeable et en particulier l'énergie minimum des électrons diminue rapidement au cours du temps. La pente à basse énergie du spectre des photons synchrotron devient donc plus pentue car les électrons se refroidissant rayonnent de plus en plus à basse énergie. On trouve dans ce cas  $\alpha = -3/2$  [119].

Au total, au cours d'un sursaut, les électrons peuvent changer de régime et on s'attend donc à ce que la pente à basse énergie obtenue du spectre intégré sur la durée du sursaut vérifie  $-3/2 < \alpha < -2/3$ . Cependant, pour des raisons d'efficacité, on s'attend dans le modèle des chocs internes à ce que  $\alpha = -3/2$  soit la valeur la plus fréquente (rayonnement efficace). Notons également que contrairement à la phase de l'afterglow pour

laquelle le mécanisme synchrotron est très certainement le processus radiatif dominant (ceci est par exemple confirmé par les mesures de polarisation), la nature du processus dominant est moins claire pour la phase d'émission gamma et ces limites ne s'appliquent bien évidemment plus si celui-ci n'est pas le mécanisme synchrotron.

### 3.1.2 Distribution du $E_p$

J'ai choisi de montrer sur la figure 3.5 la distribution de  $E_p$  en fonction des deux modèles, CTPL (en pointillés) et GRBM. On voit que les distributions sont identiques quel que soit le modèle choisi. Ceci vient du fait que le paramètre  $E_p$  est un **paramètre particulièrement stable**. Cette figure montre que quel que soit le modèle utilisé, lorsque la valeur de  $\alpha$  change, celle de  $E_o$  change aussi afin que  $E_p$  reste identique. On peut remarquer sur cette figure que le modèle CTPL ne permet pas d'obtenir des petites valeurs de  $E_p$ . En effet, les sursauts mous ont un  $E_p$  situé au milieu (ou plus bas) de la gamme d'énergie de HETE-2, et pour ces sursauts, le modèle GRBM est indispensable puisque que le paramètre  $\beta$  est un paramètre à part entière. Les spectres de ces sursauts mous ne peuvent donc pas être ajustés avec le modèle CTPL (voir les tables 2.5, et 2.6 présentant les paramètres dérivés du modèle CTPL).

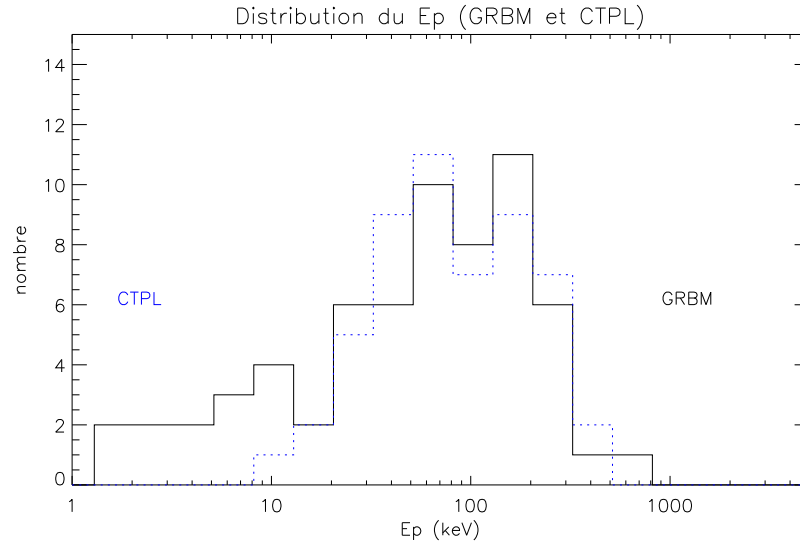


FIG. 3.5 – Distribution du  $E_p$  calculé à partir des deux modèles CTPL (en pointillés) et GRBM (en trait plein). Cette distribution montre que le paramètre  $E_p$  est un paramètre stable quel que soit le modèle utilisé.

La seconde figure 3.6 montre la distribution du  $E_p$  dérivé du modèle GRBM (en trait plein), comparée à celle de BATSE [108] (en pointillés). L'utilisation du modèle GRBM permet de prendre en compte l'intégralité de l'échantillon de sursauts détectés par HETE-2. Effectivement dans le cas des sursauts mous qui ont typiquement un  $E_p$  aux environs de 20 keV, les spectres ne peuvent être ajustés avec le modèle CTPL alors que les sursauts ayant un  $E_p$  à la limite haute de la gamme de FREGATE peuvent être ajustés avec le modèle GRBM en fixant la valeur de  $\beta$  à -2.3

On montre ici que la distribution des  $E_p$ , étroite et centrée sur 200 keV avec BATSE, est

plus large et **s'étend à plus basse énergie**. La distribution de HETE-2 est centrée sur  $\sim 70$  keV et s'étend à basse énergie, jusqu'à quelques keV. Cette distribution confirme l'existence de sursauts qui ont un faible  $E_p$ , qui semblent former une continuité avec la distribution de BATSE et non une catégorie distincte.

On remarque aussi que ces deux distributions correspondent aux gammes d'énergie explorées par les instruments. BATSE était sensible de 30 keV à 2 MeV et la distribution s'étend entre 30 keV et 2 MeV, centrée sur 200 keV. De même, HETE-2 est sensible aux photons de 2 à 400 keV et la distribution s'étend sur la même gamme d'énergie, centrée sur 70 keV. Cette observation montre que toutes les observations sur les sursauts gamma (et en astrophysique en général) sont biaisées par les instruments. Pour les sursauts gamma cet effet est incontestable: je montrerai à la fin de ce chapitre que la gamme d'énergie de HETE-2, qui s'étend à basse énergie, nous a permis d'observer une caractéristique supplémentaire dans les spectres des sursauts à basse énergie. De même, l'expérience EGRET qui observe le ciel gamma aux alentours de plusieurs GeV a permis aussi d'observer d'autres caractéristiques à très haute énergie (voir section 3.6).

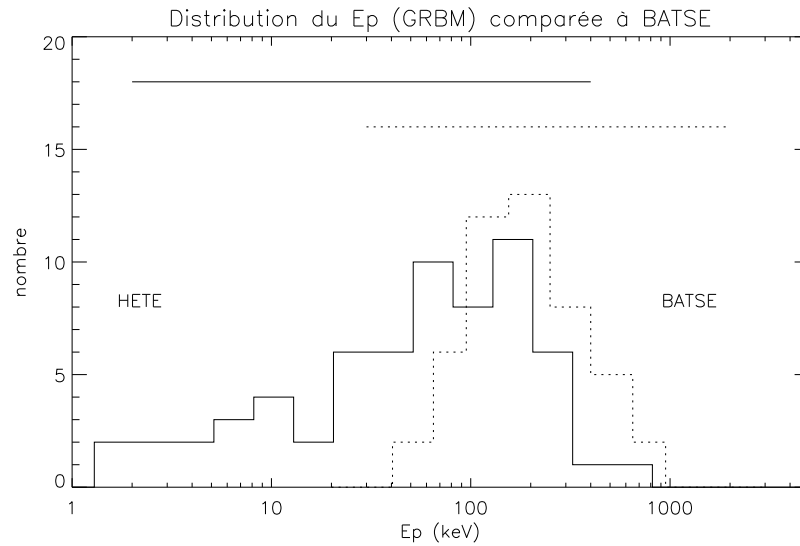


FIG. 3.6 – Distribution du  $E_p$  calculé à partir du modèle GRBM (trait plein) et comparée à celle de BATSE en pointillés (la distribution de BATSE a été renormalisée afin d'être aisément comparable à celle de HETE-2). Les deux lignes correspondent aux gammes d'énergie respectives explorées par BATSE et HETE-2.

Il semble donc nécessaire d'avoir une large gamme d'énergie pour bien observer et comprendre l'émission prompt des sursauts gamma.

### 3.1.3 Distribution de $\beta$

La distribution du paramètre  $\beta$  (figure 3.7) est présentée seulement pour les sursauts pour lesquels ce paramètre a pu être déterminé, c'est à dire pour 27 sursauts. Ces sursauts sont essentiellement des sursauts mous, puisque ce sont les seuls qui ont un  $E_p$  assez bas pour que  $\beta$  soit déterminé correctement. Néanmoins si l'on compare cette distribution avec celle des sursauts de BATSE (figure 1.9 à droite), on remarque qu'elles sont complètement

compatibles. La distribution de  $\beta$  pour les sursauts de BATSE est centrée sur  $-2.3$  ainsi que celle de HETE-2. Il est cependant important de noter que les erreurs sur le paramètre  $\beta$  sont non négligeables. Les erreurs inférieures sont particulièrement importantes dans la plupart des cas (voir figure 3.7 de droite).

Ces figures montrent globalement que les *sursauts mous* (XRF, XRR) présentent les mêmes caractéristiques spectrales du point de vue des paramètres que les sursauts classiques détectés par BATSE. La seule différence est leur spectre qui est décalé à plus basse énergie.

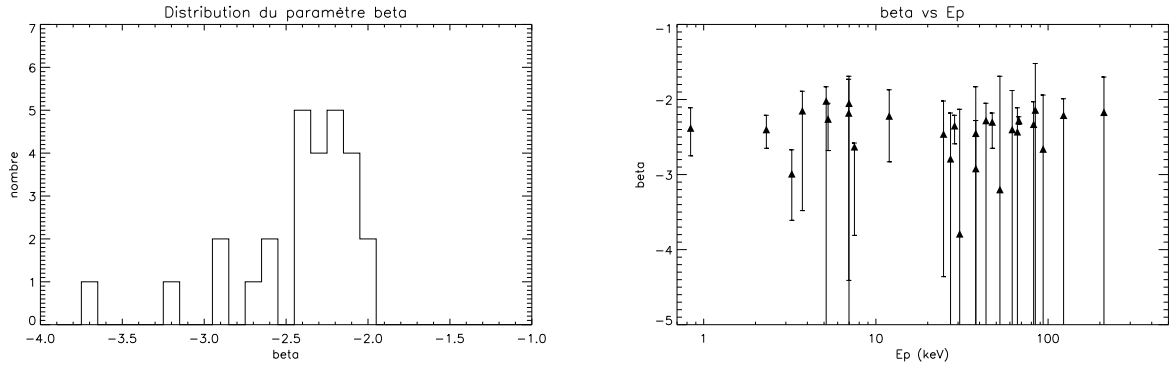


FIG. 3.7 – Distribution du paramètre  $\beta$ . À droite, en fonction de  $E_p$ .

### 3.1.4 Conclusions sur les paramètres spectraux dérivés des modèles CTPL et GRBM pour les sursauts détectés par HETE-2

Les simples distributions des paramètres spectraux nous permettent de déduire de nombreuses conclusions sur l'émission prompte:

- Les distributions de  $\alpha$  et  $\beta$  sont en accord avec celles de BATSE.
- Quelle que soit la valeur de  $E_p$ , la distribution de  $\alpha$ , pour les spectres intégrés sur toute la durée du sursaut, reste confinée dans les limites prédites par le modèle d'émission synchrotron.
- Nous avons confirmé l'observation de sursauts mous qui ont la particularité d'avoir un  $E_p$  situé à basse énergie  $E_p < 50$  keV.
- Ces sursauts mous semblent présenter les mêmes distributions de  $\alpha$  et  $\beta$  que les sursauts gamma classiques, et ils ne peuvent être distingués de manière claire des sursauts gamma (on ne voit pas deux groupes distincts dans les distributions). C'est un premier résultat en faveur du fait qu'ils sont tous issus du même phénomène.

## 3.2 Relations spectrales

Pour cette étude je me base principalement sur le calcul des fluences dans la gamme d'énergie entre 2 keV et 30 keV (notée **fluence**  $\mathbf{X}$ ,  $F_X$ ) et dans la gamme d'énergie entre 30 keV et 400 keV (notée **fluence**  $\gamma$   $F_\gamma$ ). Le calcul de ces deux fluences est à préciser. Tout d'abord le modèle utilisé pour calculer ces fluences est le modèle GRBM. En effet, le

modèle GRBM est défini pour tous les types de sursauts (XRFs, XRR et GRBs) et permet de ne pas sous-estimer les fluences à haute énergie dans le cas des sursauts mous (XRFs ou XRR). En ce qui concerne les sursauts GRBs, même si la partie haute énergie ne peut être détectée, en fixant le paramètre  $\beta$  à la valeur moyenne trouvée avec les sursauts de BATSE qui est de  $-2.3$  [108] on peut calculer les fluences, tout en prenant bien en compte les hautes énergies. Enfin nous avons vu section 2.3.3 que la normalisation entre les deux instruments, la WXM et FREGATE n'est pas toujours parfaite. Il n'est donc pas possible de calculer la fluence X en utilisant les données de la WXM et les fluences  $\gamma$  en utilisant FREGATE. On calcule donc les fluences X et  $\gamma$  à partir des paramètres spectraux obtenus avec les spectres joints et avec la normalisation de FREGATE.

### 3.2.1 Relation dureté-intensité

La première relation que je mets en évidence est celle de la dureté en fonction de l'intensité, qui a été mise en évidence dès 1991 ([6], [94], [13]). Sur la figure 3.8, la dureté est définie comme le rapport entre les fluences  $\gamma$  et X et l'intensité comme la fluence totale entre 2 keV et 400 keV ( $X + \gamma$ ). Cette figure met en évidence la **corrélation positive entre la dureté et l'intensité sur près de trois décades en intensité**: plus les sursauts sont faibles en intensité plus la dureté devient petite. On définit ainsi **arbitrairement** les trois classes de sursauts gamma que je mentionne depuis le début de cette thèse:

- les sursauts gamma GRBs sont définis tel que  $F_\gamma/F_X > 3.3$
- les sursauts X-Ray Richs (XRRs) sont définis tel que  $1 < F_\gamma/F_X < 3.3$
- les X-Ray Flashes (sursauts XRFs) sont définis tel que  $F_\gamma/F_X < 1$

Les deux lignes en tirets représentent les limites en terme de  $F_\gamma/F_X$  des trois populations. La figure montre que ces trois classes forment un continuum et non trois classes distinctes comme il avait été suggéré au moment de leur découverte. La différence entre l'expérience HETE-2 et BeppoSAX est que les XRFs étaient définis comme événements ayant été détecté avec l'instrument X (WFC) et pas avec l'instrument gamma (GRBM). Dans le cas de HETE-2, ces événements sont détectés par FREGATE et par la WXM qui couvrent ensemble une gamme d'énergie continue entre 2 keV et 400 keV et qui ont une réponse commune dans la gamme 6–25 keV. Grâce à cette large gamme d'énergie, HETE-2 est capable non seulement de détecter les XRFs, XRRs et les GRBs, mais aussi de fournir un spectre continu de ces événements dans la gamme d'énergie 2–400 keV.

Cette continuité observée entre les trois classes est en faveur du fait qu'elles font partie d'un même groupe, et sont issus du même phénomène physique.

### 3.2.2 Diagramme fluence-fluence

La figure 3.9 montre un diagramme fluence-fluence pour les sursauts de HETE-2, avec en abscisse la fluence  $\gamma$  et en ordonnée la fluence X. Cette figure confirme une fois de plus la continuité observée entre les trois types de sursauts que j'ai montrée dans le paragraphe précédent. Elle montre aussi qu'il existe une corrélation entre  $F_X$  et  $F_\gamma$ . En prenant en compte l'échantillon complet, on trouve  $F_\gamma \propto F_X^{1.08}$  et en ignorant les deux sursauts courts et durs (représentés par des étoiles) on obtient  $F_\gamma \propto F_X^{1.17}$ .



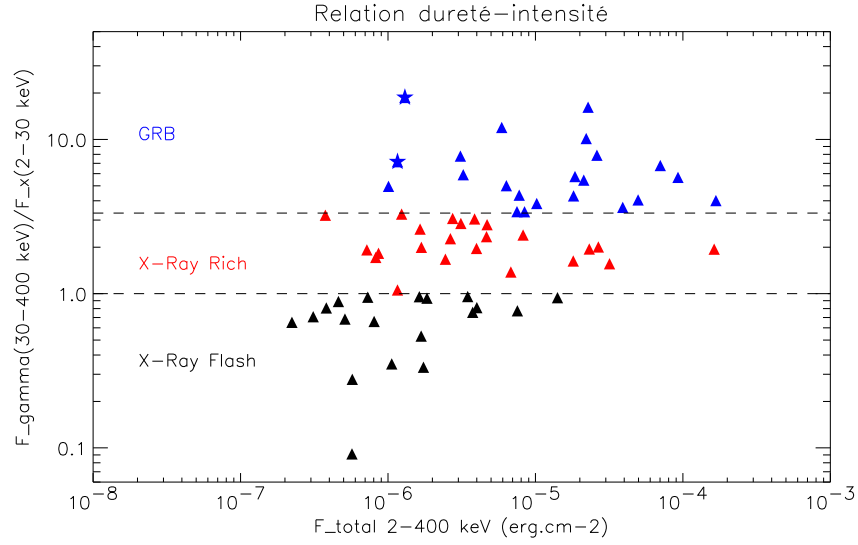


FIG. 3.8 – Dureté  $F_\gamma/F_X$  en fonction de la fluence totale,  $F_X + F_\gamma$ . Cette figure permet de distinguer les trois classes de sursauts, les XRFs, XRRs, et GRBs et montre que ces trois classes forment une continuité.

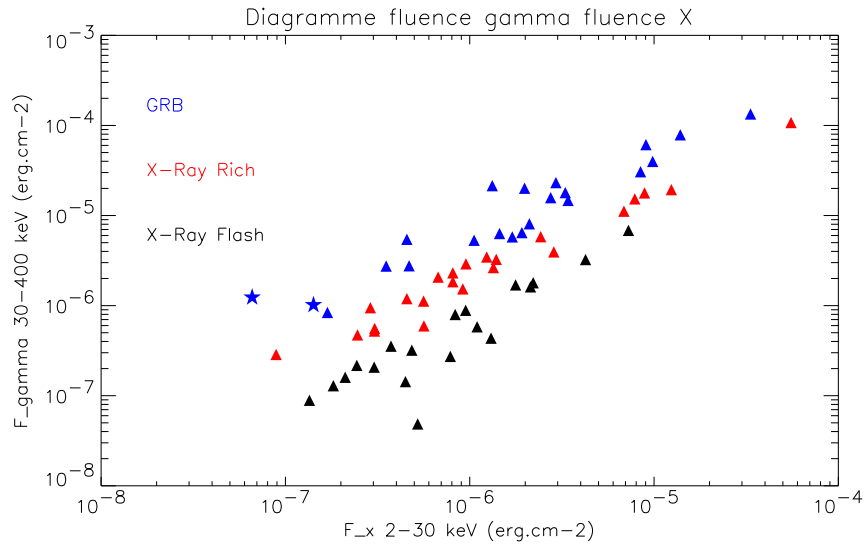


FIG. 3.9 –  $F_\gamma$  en fonction de  $F_X$  pour les sursauts de HETE-2.

### 3.2.3 Relation dureté- $E_p$

La figure 3.10 montre la dureté  $F_\gamma/F_X$  en fonction de la valeur de  $E_p$ . Elle met en évidence **une excellente corrélation entre  $E_p$  et la dureté**. Cette corrélation qui est issue naturellement de la fonction de Band montre que la dureté est un excellent traceur du  $E_p$ . Comme on l'a vu précédemment, la valeur de  $E_p$  est dans de nombreux cas peu

précise, lorsque la cassure se trouve aux limites de la gamme d'énergie de FREGATE + WXM, et que les paramètres  $\alpha$  ou  $E_o$ , et donc  $E_p$  ne sont pas bien contraints par les ajustements spectraux. Il est donc très intéressant de pouvoir calculer une quantité sure et précise qui est caractéristique du  $E_p$ , et qui ne dépend pas de la précision de l'ajustement spectral.

Les lignes en pointillés représentent comme dans le cas des figures précédentes et suivantes, les limites en termes de dureté des trois classes de sursauts. On remarque encore une fois cette continuité qui a été montrée aussi précédemment et qui est en faveur d'un mécanisme identique responsable de l'émission à l'œuvre dans ces classes de sursauts.

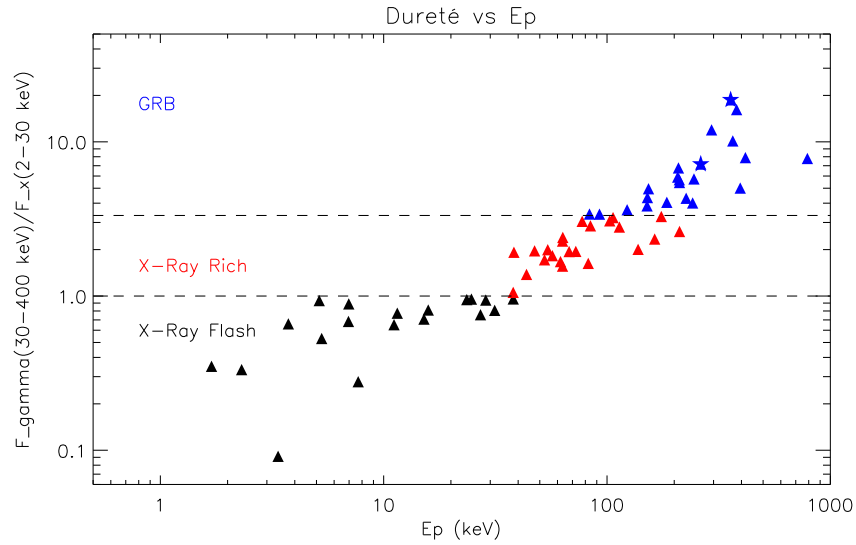


FIG. 3.10 – Cette figure montre le rapport entre les fluences  $F_\gamma/F_X$  en ordonnée et en abscisse la valeur de  $E_p$ . La dureté peut être considérée comme un indicateur robuste du  $E_p$ .

### 3.2.4 Relation d'Amati

En 2002, Amati et al. [2] étudièrent 12 sursauts de BeppoSAX pour lesquels un redshift avait été mesuré et montrèrent qu'il existe une relation purement observationnelle entre la valeur du  $E_p$  à la source, notée  $E_p^{source}$  et la valeur de l'énergie totale isotrope  $E_{iso}$  mesurée entre 1 keV et 10000 keV, c'est à dire l'énergie rayonnée par la source dans cette gamme d'énergie en prenant comme hypothèse une émission isotrope.

La figure 3.11 montre que HETE-2 a confirmé et étendu la relation d'Amati [83]. En effet les dix sursauts détectés par HETE-2 et dont le redshift a pu être mesuré, confirment cette relation. De plus, la WXM a détecté un sursaut GRB 020903 qui est le plus mou des XRFs détectés par HETE-2. Ce sursaut, qui ne fut pas détecté par FREGATE (tellement il contenait peu de photons au-delà de 7 keV), a un  $E_p$  de 2.7 keV [117], un redshift de  $z = 0.25$  et une énergie isotrope équivalente de  $E_{iso} = 10^{49}$  erg. Ces valeurs placent ce sursaut dans la continuité de la relation d'Amati avec une énergie  $E_{iso}$  300 fois plus faible que le plus faible des sursauts de BeppoSAX. La relation est la suivante:  $E_p^{source} = 89 E_{iso,52}^{0.5}$  keV avec  $E_{iso,52}$  est l'énergie isotrope en unité de  $10^{52}$  erg ( $E_{iso,52} = E_{iso} * 10^{52}$  erg). La

relation découverte par Amati et al. fut donc non seulement confirmée et étendue sur plus de 3 décades par les sursauts de HETE-2 mais elle implique aussi le fait que les XRFs sont issus du même phénomène que les GRBs et ont leur place dans les différentes relations spectrales définies pour les GRBs.

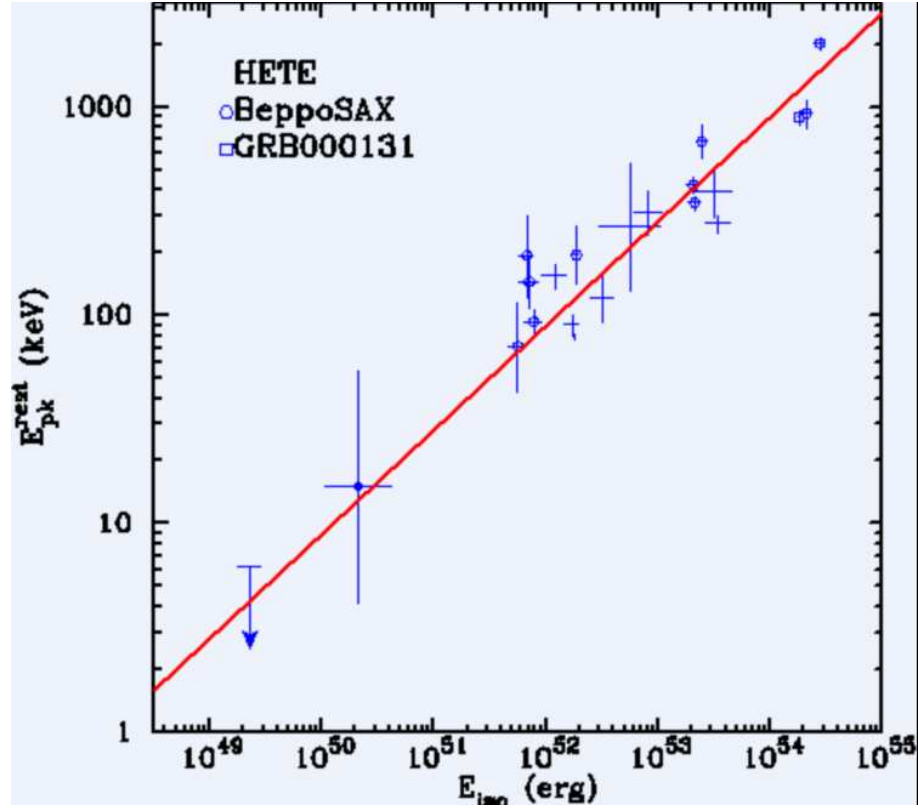


FIG. 3.11 – Cette figure montre le  $E_p$  à la source en fonction de  $E_{iso}$  pour les sursauts de BeppoSAX et de HETE-2 qui ont un redshift[117].

### 3.3 Nature des XRFs

Nous avons vu que le résultat principal de HETE-2 concernant l'émission prompte est la confirmation de l'existence des sursauts *mous* (voir section 1.2.8). Ce terme de sursauts *mous* permet de les différencier des sursauts détectés par BATSE et à partir desquelles ont été formulées les premières relations sur les caractéristiques spectrales des GRBs. De chaque relation décrite dans les sections précédentes, nous pouvons en déduire des propriétés sur les XRFs et XRRs. Depuis leur découverte il fallait démontrer si cette classe était une classe particulière de sursauts gamma ou si c'était le même phénomène à des énergies plus basses. Les distributions des paramètres spectraux ( $\alpha$  et  $\beta$ ) présentées figure 3.12, montrent qu'elles sont identiques à celle des GRBs. Les XRFs, XRRs et GRBs sont différenciables uniquement par le paramètre  $E_p$ , qui se situe dans le cas des deux premières classes à plus basse énergie que pour les GRBs. C'est sur ce critère (plus précisément celui de la dureté) que nous avons défini de façon arbitraire les XRFs et XRRs. Ces deux distributions des  $E_p$  et de la dureté montrent une continuité entre ces trois classes. Cette continuité nous permet de croire que les XRFs et XRRs sont issus du même phénomène que les GRBs. Le fait qu'ils suivent de surcroît la relation d'Amati confirme l'origine

commune des trois classes. Nous verrons dans le chapitre 4.3 que le modèle théorique que j'ai étudié permet aussi de montrer que les XRFs et XRRs sont issus du même phénomène. Il est néanmoins important de noter que le nombre d'événements observés n'est pas assez important pour exclure la possibilité d'une classe de sursauts vraiment différente. Les futures missions permettront d'augmenter les statistiques et favoriser un modèle.

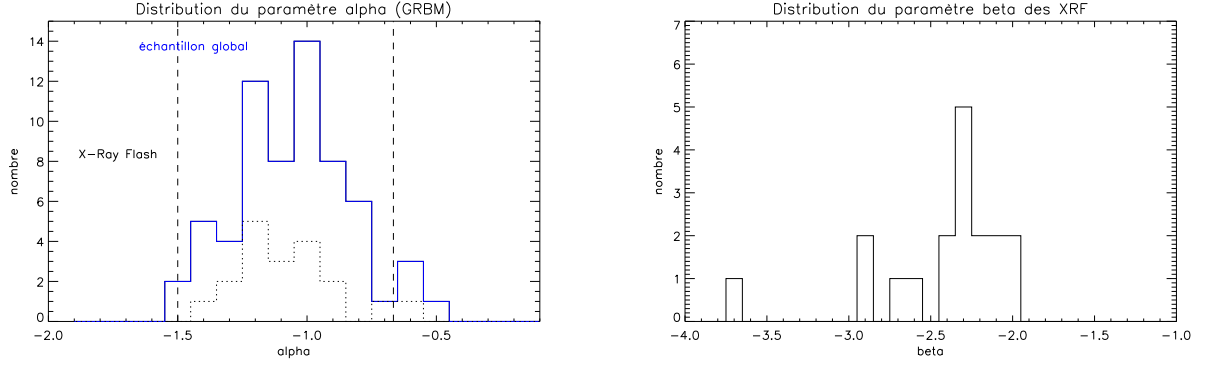


FIG. 3.12 – *Distribution des paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  pour les XRFs. La distribution de  $\beta$  doit être comparée à la figure 3.7. On remarque que les XRFs présentent pour ces paramètres, les mêmes distributions que l'échantillon total.*

### 3.3.1 XRFs: des sursauts à grand redshift?

Une première explication qui fut envisagée pour la nature des XRFs et XRRs était de les situer à grande distance. J'ai étudié l'évolution de la dureté avec le redshift pour tous les sursauts détectés par HETE-2 dont le redshift a pu être déterminé. J'ai donc regardé comment ces sursauts évolueraient dans le diagramme dureté-intensité (figure 3.8) si leur redshift était décalé à de grande valeur, jusqu'à  $z = 10$  par exemple. Les sursauts inclus dans cette étude sont: GRB 010921  $z = 0.45$ , GRB 020124  $z = 3.2$ , GRB 020813  $z = 1.25$ , GRB 021004  $z = 2.31$ , GRB 021211  $z = 1.01$ , GRB 030115  $z = 2.2$ , GRB 030226  $z = 1.98$ , GRB 030323  $z = 3.37$ , GRB 030328  $z = 1.52$ , GRB 030329  $z = 0.17$ , GRB 030429  $z = 2.65$ . On obtient la figure 3.13, les lignes montrent l'évolution en redshift (du redshift initial jusqu'à  $z=10$ ), les redshifts 1 et 5 sont marqués par des croix et les redshifts 2 et 10 par des losanges vides. Ce que l'on remarque naturellement sur cette figure est que ces sursauts ont **leur fluence totale et leur dureté qui décroissent lorsque le redshift augmente**.

Seulement, on note que la plus basse valeur de la dureté atteinte à  $z = 10$  avec cette méthode est  $F_\gamma/F_X = 0.5$ . Cette valeur est encore bien supérieure à  $F_\gamma/F_X = 0.09$  trouvée pour GRB 020113, le plus mou des sursauts détectés par FREGATE. De plus, à  $z = 10$ , la plupart des sursauts ont une intensité de l'ordre de  $10^{-7}$  erg.cm $^{-2}$  ce qui est inférieure à la limite de détection de HETE-2 (supérieure à  $10^{-7}$  erg.cm $^{-2}$ ): à  $z = 10$ , ces sursauts ne sont plus détectables par HETE-2, alors que les XRFs le sont. Le processus consistant à placer les sursauts à grand redshift permet apparemment de produire des X-Ray Flashes et des sursauts X-Ray Rich (très faibles), mais il semble qu'il atteigne une borne inférieure et ne puisse reproduire les très petites valeurs de la dureté observées pour les XRFs.

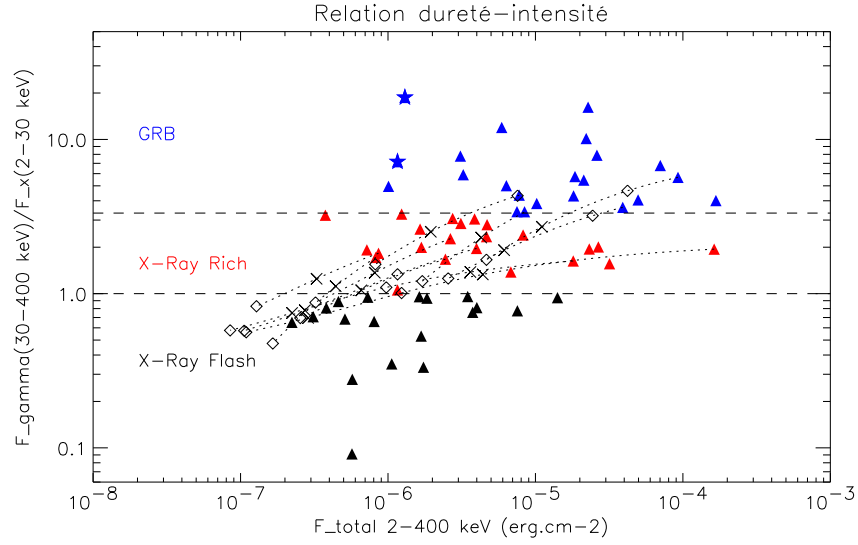


FIG. 3.13 – Cette figure montre comment les sursauts évoluent dans le diagramme dureté-intensité ( $F_\gamma/F_X$  en fonction de  $F_X + F_\gamma$ ) lorsque leur redshift est décalé jusqu'à  $z = 10$ .

Cette constatation peut être renforcée en faisant évoluer les spectres dans leur représentation naturelle: en  $E^2 N(E)$ . Prenons par exemple GRB 030329 qui a un redshift de 0.17,  $\alpha = -1.26$ ,  $\beta = -2.28$  et  $E_p = 67.7$  keV. Il est possible de décaler ce spectre à de grands redshifts, c'est ce que je montre sur la figure 3.14. Le spectre est décalé jusqu'à  $z = 10$  en passant par  $z = 1, 2, 5$ . Initialement  $E_p$ , le maximum du spectre dans cette configuration est de 68 keV. On voit qu'à  $z = 10$  il est plus faible en terme de flux, mais il est aussi décalé à basse énergie. Seulement ce décalage n'est pas flagrant, en effet le  $E_p$  a encore une valeur de  $\sim 7$  keV. Cette valeur vient simplement du décalage en redshift  $E_p^{z=10} = E_p^{z=0.17} * (1 + 0.17)/(1 + z = 10) \sim E_p^{z=0.17}/10$ , et ne permet pas d'atteindre les petites valeurs observées de quelques keV seulement. Le spectre en pointillé sur cette figure est celui d'un X-Ray Flash "typique" détecté par HETE-2. Il s'agit de GRB 010225 qui a un  $E_p$  de  $\sim 24$  keV. En comparant les différents spectres de GRB 030329 avec celui de GRB 010225, on voit qu'ils deviennent rapidement faibles en terme de luminosité et donc difficilement détectables par HETE-2.

Une dernière figure intéressante à étudier avec l'évolution en redshift est celle présentée figure 3.15. Sur cette figure, tous les sursauts dont le redshift est connu, ont été décalés à  $z = 1$ . Le sursaut situé en bas à gauche a été placé à titre de comparaison, il s'agit de GRB 020903 (non détecté par FREGATE) qui a un redshift de  $z = 0.25$ . Les points se regroupent dans une bande étroite qui montre que la corrélation dureté-intensité est intrinsèque. Cette figure reflète la relation d'Amati présentée section 3.2.4: la fluence entre 2 keV et 400 keV reflétant l'énergie isotrope entre 1 keV et 10000 keV et j'ai montré dans la section 3.2.3 que la dureté était un excellent traceur du  $E_p$ . On reproduit donc ici la relation d'Amati, non pas à la source, mais à  $z = 1$ . Un ajustement linéaire dans l'espace logarithmique de ces données donne:  $F_\gamma/F_X \propto F_{totale}^{0.58}$  ce qui est similaire à la relation d'Amati:  $E_p^{source} = 89 E_{iso,52}^{0.5}$ . Le peu de statistique (seulement 11 sursauts ont un redshift) ne permet pas aujourd'hui de donner des interprétations fiables, mais on peut

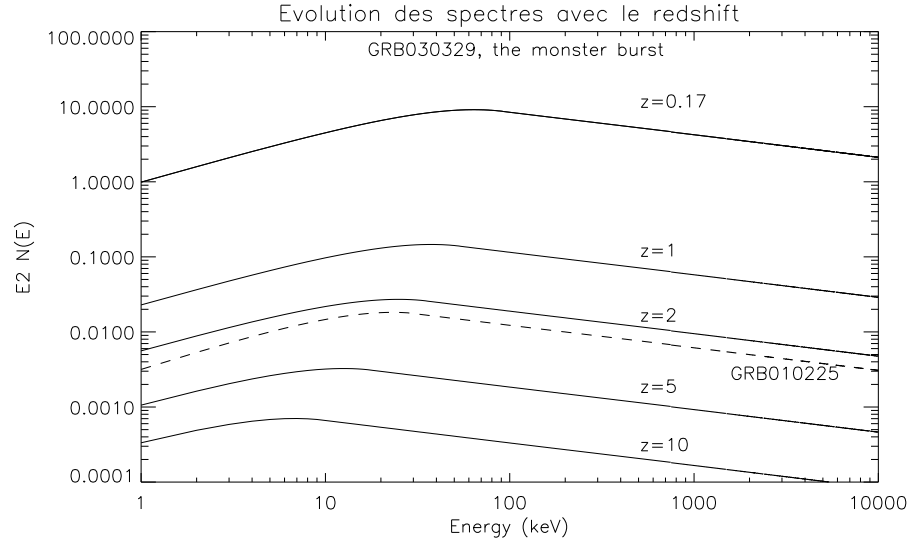


FIG. 3.14 – Evolution du spectre de GRB 030329 avec le redshift dans la représentation en  $E^2 N(E)$ . Le spectre initialement émis de  $z = 0.17$  est décalé aux redshifts:  $z = 1, 2, 5, 10$ . Le spectre en pointillé sur cette figure est celui d'un X-Ray Flash "typique" détecté par HETE-2, GRB 010225.

imaginer que tous les sursauts à  $z = 1$  sont regroupés dans une bande très étroite et éventuellement un jour pouvoir déduire une relation avec le redshift.....

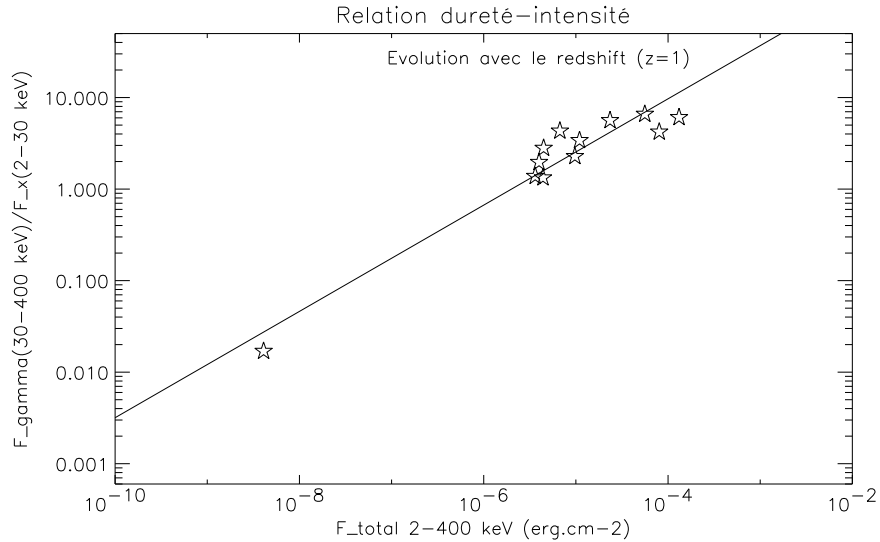


FIG. 3.15 – Cette figure montre le diagramme dureté-intensité ( $F_{\gamma}/F_X$  en fonction de  $F_X + F_{\gamma}$ ) pour les sursauts dont le redshift a été détecté et décalé jusqu'à  $z = 1$ . Le sursaut situé en bas à gauche a été placé à titre de comparaison, il s'agit de GRB 020903 (non détecté par FREGATE).

### 3.3.2 Durées

Une autre propriété en faveur du fait que les XRFs ne sont pas des sursauts à grand redshifts est la distribution des durées. La figure 3.16 montre la dureté en fonction de la durée avec les limites des trois classes. On remarque que les XRFs et XRRs présentent une distribution des durées identiques à celle des GRBs. Or si ces sursauts étaient à très grand redshift, on devrait obtenir une distribution décalée vers des durées plus grandes, dû à l'effet cosmologique de dilatation des durées avec le redshift.

L'influence de la gamme d'énergie sur la mesure des durées a été étudié par Fenimore et al. en 1995 [36]. Ils ont montré que la largeur des pics des sursauts gamma était plus petite à haute énergie, compensant partiellement la dilatation temporelle due au redshift: l'échelle de temps  $T$  et l'énergie  $E$  sont reliées par  $T \sim E^{-0.4}$ . Cette relation a pour effet de diminuer les durées observées des sursauts à  $z = 10$  relativement aux sursauts à  $z = 1$  d'un facteur d'à peu près  $[(1+10)/(1+1)]^{0.4} = 1.97$ . La dilatation due aux effets cosmologiques du redshift augmente par contre les durées d'un facteur  $[(1+10)/(1+1)] = 5.5$ . Ainsi, en combinant ces deux effets, on s'attend à ce que les sursauts à grand redshift, donc les XRFs, aient en moyenne une durée plus longue d'un facteur  $5.5/1.97 = 2.8$ . Les figures 3.16 montrent bien que ce n'est pas le cas: on remarque effectivement que la gamme des durées des XRFs s'étend de 10s à 240s et celle des XRRs de 5s à 260s, comparées à celle des GRBs (longs) de 6s à 200s. De plus les deux distributions des durées des XRFs et de l'échantillon total sont compatibles.

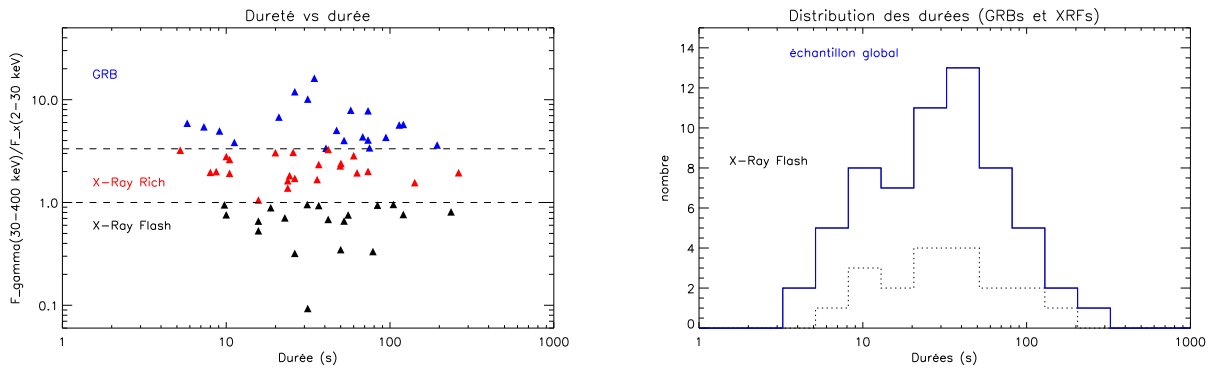


FIG. 3.16 – La figure à droite montre la dureté  $F_\gamma/F_X$  en fonction de la durée pour les trois types de sursauts. Celle de gauche montre la distribution des durées pour les XRFs (en pointillés) comparée à celle de l'échantillon global.

### 3.3.3 Redshift d'un XRF

Aujourd'hui un seul redshift de XRF a été mesuré, confirmant le fait que ces sursauts ne sont pas des GRBs à très grand redshift. Il s'agit de GRB 020903 détecté uniquement dans la WXM [117] qui a un  $E_p$  de 2.7 keV. Cette valeur fait de ce sursaut le plus faible et le plus mou jamais détecté jusqu'à aujourd'hui. Le redshift de GRB 020903 a pu être mesuré grâce aux observations spectroscopiques de la galaxie hôte faites avec le télescope Magellan [128]. Le redshift a pu être mesuré à  $z = 0.25 \pm 0.01$ . Cette petite valeur est

la première preuve que les XRFs et XRRs ne sont pas des sursauts à grand redshift. Toutefois d'autres mesures de redshift de XRFs sont nécessaires pour confirmer ce fait de manière plus robuste.

J'ai exclusivement mentionné dans cette section les XRFs, pour lesquels on a effectivement détecté que 3 afterglows sur les 19 XRFs observés par FREGATE (voir les tables 2.1, 2.2). Il est cependant important de remarquer que ce n'est pas le cas des XRR (sursauts intermédiaires entre les GRBs et les XRFs). En effet sur les 23 XRRs détectés par FREGATE, 12 afterglow ont été observés dans toutes les gammes d'énergie (X, optique, infra-rouge et radio) et sur ces 12 afterglows on a pu déterminer 7 redshifts compris entre  $z = 0.17$  pour GRB 030329 et  $z = 3.37$  pour GRB 030323. A titre de comparaison, sur les 22 GRBs, 7 afterglows ont été détectés et 4 redshifts mesurés. Ces nombreuses observations d'afterglows de XRRs et la détermination de redshifts prouvent que ces sursauts qui sont *plus faibles*, comparés aux sursauts de BATSE, présentent les mêmes caractéristiques observationnelles que les GRBs et sont donc certainement issus du même phénomène physique que les sursauts gamma classiques.

### 3.3.4 Autres modèles susceptibles d'expliquer les XRFs

Différentes hypothèses ont été proposées pour expliquer la nature des XRFs. Voici les principales:

- La première hypothèse proposée est que les XRFs sont des **sursauts gamma vus de côté**[142]. Nous avons vu que le jet d'émission des sursauts gamma est sans doute collimaté. Il est alors possible de voir des sursauts de *côté*. L'énergie émise en gamma est alors faible comparée à celle émise en X et les sursauts sont susceptibles d'être observés avec les caractéristiques observationnelles des XRFs.
- Un second modèle propose comme explication un jet structuré au sein duquel le facteur de Lorentz a une distribution non uniforme et change selon l'angle de vue du jet [115]. L'énergie reçue dépend donc de l'angle avec lequel le sursaut est observé par rapport à l'angle d'ouverture du jet d'émission.
- Un troisième modèle est basé sur la variation de l'angle du jet [82]. Plus cet angle est petit, plus le sursaut observé est dur. Les XRFs sont alors définis comme des sursauts gamma dont l'angle d'ouverture du jet d'émission est important.
- Un quatrième modèle propose un jet fin pour tous les types de sursauts, mais des facteurs de Lorentz différents. Un XRFs est alors produit par un vent dont le facteur de Lorentz moyen est plus faible que dans le cas des sursauts gamma [118].
- Un dernier modèle qui est celui que je présente dans le chapitre 4 met en jeu, non des facteurs de Lorentz différents, mais des contrastes du facteur de Lorentz au sein du vent qui sont différents. Un XRFs est obtenu avec des faibles contrastes et les GRBs avec de grands contrastes [11].

### 3.3.5 Les XRFs: des sursauts gamma

D'après les observations de HETE-2, nous avons montré que les **XRFs n'étaient pas des sursauts à grand redshift** comme il a pu être supposé lorsqu'ils ont été découverts. Nous avons montré aussi que les trois classes de sursauts, définies arbitrairement (XRFs, XRRs et GRBs) présentent les mêmes caractéristiques observationnelles (du point de vue



des spectres, des courbes de lumière, des afterglows), forment une unique classe continue et sont surement **issus du même mécanisme d'émission**.

Je montrerai dans le chapitre 4.3 que le modèle des chocs internes mettant en jeu le processus d'émission synchrotron confirme ces conclusions et permet de définir les propriétés intrinsèques des XRFs et XRRs. On a pu déterminer les paramètres des chocs internes qui étaient responsables de ces sursauts.

### 3.4 Les sursauts courts

Nous avons vu dans la section 1.2.2 que les données de BATSE ont montré une distribution bi-modale de la durée des sursauts. Cette distribution met en évidence deux classes de sursauts: les *sursauts longs* et les *sursauts courts*. Les sursauts longs ont une durée supérieure à 2s et une durée moyenne de  $\sim 20$ s. Les sursauts courts ont eux une durée inférieure à 2s et une durée moyenne de  $\sim 200$ ms. 26% des sursauts détectés par BATSE étaient courts et durs [103] et 22% pour BeppoSAX [49] alors que curieusement, sur les  $\sim 64$  sursauts détectés par HETE-2, seulement 2 ont été classés courts et durs: GRB 020113 et GRB 020531. Nous considérons ici que les sursauts localisés de HETE-2, il est en effet important de comparer des échantillons avec les mêmes caractéristiques. Le pourcentage de sursauts courts localisés par rapport aux sursauts longs localisés de HETE-2 est de  $\sim 3\%$ . Nous allons voir les raisons qui peuvent expliquer cette différence:

1. Une première différence vient du fait que BATSE était moins sensible aux sursauts XRFs et XRRs qui sont tous des sursauts longs. Pour être cohérent dans l'étude il faut donc comparer les mêmes échantillons. HETE-2 a détecté 19 sursauts XRFs (nombre qui peut être augmenté à 42 si on prend en compte les 23 XRRs) qui ne pouvaient être détectés par BATSE. Il est donc raisonnable de diminuer l'échantillon de HETE-2 à 47 sursauts (24 si on étudie seulement les GRBs), donnant un pourcentage de sursauts courts de  $\sim 4\%$  ( $\sim 8\%$ ).
2. Une autre différence vient du fait que la localisation sur HETE-2 se fait grâce à la WXM, or les sursauts courts ont peu de photons à basse énergie, dans la gamme de la WXM et ne sont donc pas localisés. En supposant que la WXM n'a pu localiser  $\sim 2$  sursauts courts, on obtient alors un pourcentage de sursauts courts de  $\sim 8\%$  ( $\sim 16\%$ ).
3. Un dernier facteur vient du seuil de déclenchement de HETE-2 en fonction des énergies par rapport à celle de BATSE. Le seuil de détection de FREGATE dans la gamme d'énergie 50–300 keV est de  $\leq 1.\text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  [34] alors que celui de BATSE dans la même gamme d'énergie est de  $\sim 0.2\text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . On peut donc augmenter encore nos détections d'un facteur  $\sim 4$ , et on obtient alors un pourcentage de sursauts courts de  $\sim 30\%$ . On retrouve donc approximativement les pourcentages de sursauts courts observés par BATSE et BeppoSAX.

Toutes ces explications permettent en partie de comprendre pourquoi HETE-2 détecte si peu de sursauts courts, alors que la proportion détectée par BATSE était importante. Nous allons voir dans la suite de cette section les caractéristiques spectrales de cette classe particulière de sursauts.

### 3.4.1 Caractéristiques des sursauts courts

La catégorie des sursauts courts reste encore aujourd'hui la plus mystérieuse. Curieusement aucun afterglow de sursaut court n'a encore été détecté malgré les progrès apportés par HETE-2 dans le suivi rapide des afterglows. GRB 020531 a été détecté par HETE-2 et le télescope à action rapide TAROT (télescope français installé au-dessus de Nice et dédié au suivi rapide des sursauts détectés par HETE) a observé le champ de vue environ une heure après le sursaut (observation 1408). La figure 3.17 montre les différentes observations pour le sursaut GRB 020531 avec en comparaison la courbe de l'afterglow de GRB 020124, qui était un des afterglows les plus faibles détectés à cette époque. On remarque que toutes les observations allaient plus bas en magnitude que celle de GRB 020124, or aucune contrepartie n'a été détectée durant cette période.

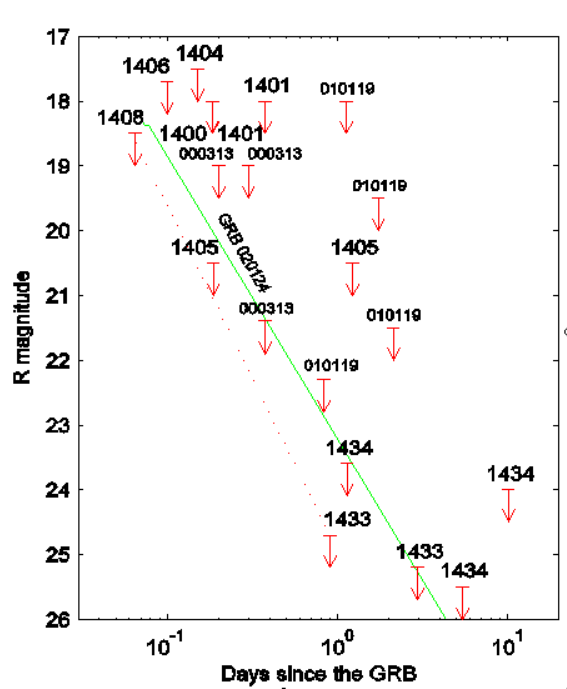


FIG. 3.17 – Non-observation de l'afterglow du sursaut court GR020531. Toutes les observations de recherche de l'afterglow de GRB 020531 sont représentées (observations 1401 à 1435: numéro des notices GCN), comparées aux observations d'autres sursauts: GRB 000313, GRB 010119 et à la courbe de lumière de l'afterglow de GRB 020124. La courbe en pointillé représente la courbe de lumière maximale de GRB 020531 en prenant en compte les limites supérieures les plus basses des observations. L'observation de TAROT est la numéro 1408 effectué  $\sim 90$  mn après le sursaut, et la magnitude limite est  $R \sim 18$ .

Les modèles théoriques aujourd'hui qui expliqueraient les sursauts courts sont assez divers. Ils mettent en jeu soit des objets plus compacts que pour les sursauts longs, soit les mêmes mécanismes avec par exemple des échelles de temps différentes. Les seules informations que nous ayons aujourd'hui sont basées sur l'émission prompte.

#### Paramètres spectraux

Les deux sursauts courts détectés par HETE-2 ont des paramètres spectraux en accord

avec les observations des expériences précédentes:

- Un indice spectral à basse énergie plus grand que la moyenne de ceux des sursauts longs. Les indices spectraux sont respectivement  $\alpha = -0.55$  et  $\alpha = -0.96$  pour GRB 020113 et GRB 020531. La moyenne des sursauts longs se situant à  $\alpha = -1.2$ . Ces sursauts ont un  $E_p$  à la limite supérieure de détection de FREGATE
- Ils ont une grande dureté de  $F_\gamma/F_X = 18.71$  pour GRB 020113 et  $F_\gamma/F_X = 7.17$  pour GRB 020531. Ces grandes valeurs de la dureté sont en partie dues à l'indice spectral à basse énergie qui est particulièrement dur.

Ghirlanda et al. (2003)[50] ont comparé les valeurs de  $\alpha$  avec celles des spectres des sursauts long intégrés sur des petits intervalles de temps. Ils ont montré que ces valeurs étaient similaires à celles des spectres des sursauts longs intégrés sur la première seconde d'émission. Ils en déduisent que les mécanismes à l'œuvre dans les premières secondes d'un sursaut long et dans les sursauts courts pourrait être les mêmes et les différences viendraient alors du déroulement de l'évolution dynamique du sursaut.

En conclusion de cette courte étude sur les sursauts courts et durs, on peut dire que HETE-2 n'est pas l'expérience adaptée aux sursauts courts. Néanmoins la localisation de GRB 020531 a permis de poser les contraintes les plus importantes à ce jour sur les afterglows visibles des sursauts courts. Les caractéristiques des deux sursauts courts et durs observés par HETE-2 sont en accord avec les observations des autres expériences. Il semble cependant que contrairement aux sursauts mous, cette classe de sursauts soit bien différente de celle des sursauts longs. Les futures expériences apporteront sans aucun doute des observations qui permettront de mieux comprendre leur mécanisme d'émission, ainsi que ceux des sursauts longs.

### 3.5 Identification des sursauts dans le champ de vue de FREGATE.

La méthode que je présente dans cette section est une méthode très simple qui permet de décider si un sursaut détecté par FREGATE s'est produit dans son champ de vue (noté FOV, pour Field Of View).

FREGATE est constitué de quatre détecteurs identiques situés sur le bord extérieur du satellite (voir la figure 3.18). Les détecteurs sont protégés par un blindage (voir section 2.1.2) qui absorbe les photons des sursauts qui arrivent avec un angle supérieur à  $70^\circ$  et protège FREGATE de tous les rayonnements qui arrivent sur le côté ou sur l'arrière des détecteurs. Un sursaut arrivant sur le côté des détecteurs est facilement détectable par le nombre de coups dans la bande B qui est très inférieur au nombre de coup dans la bande C. Il existe cependant un trou dans le blindage qui laisse passer les photons de basse énergie lorsque l'angle d'incidence du sursaut est compris entre  $90^\circ$  et  $145^\circ$ . Ce trou dans le blindage est visible sur le schéma 2.17 de droite, entre le cristal et le photomultiplicateur, au niveau de la "GLASS window". Il est donc nécessaire de définir un critère supplémentaire. Ce critère *d'asymétrie* est simplement basé sur le fait que si un sursaut arrive passe par le trou du blindage sur le côté des détecteurs, par exemple D1 et D4, il sera vu dans D1 et D4 et non (ou très peu) dans D2 et D3. On a donc plusieurs cas à envisager: si le sursaut est dans le champ de vue, on attend un nombre de coup comparable dans les quatres détecteurs; si le sursaut n'est pas dans le champ de vue, il arrive avec une direction soit parallèle à D1-D4 soit perpendiculaire. La méthode

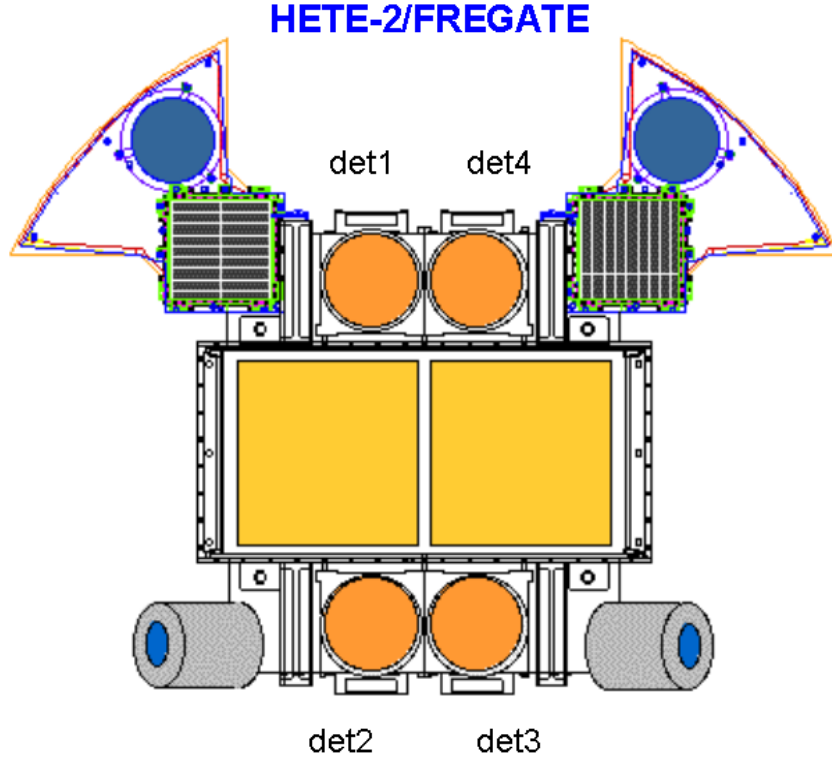


FIG. 3.18 – Schéma indiquant la disposition des quatre détecteurs constituant FREGATE sur HETE-2. Cette disposition particulière sur le bord extérieur du satellite nous permet de déterminer de manière simple si un sursaut est dans le champ de vue de FREGATE.

est la suivante: on calcule le nombre de coup ( $N$ ) dans le sursaut dans les détecteurs deux par deux ( $N_{1+2}$ ,  $N_{1+4}$ ,  $N_{3+4}$ ,  $N_{2+3}$ ) et dans une gamme d'énergie définie, soit la bande B (6–80 keV) soit la bande C (30–400 keV). On utilise celle dans laquelle il y a le plus de coups. Une fois la gamme d'énergie définie on compare les valeurs de deux quotients représentatifs de l'assymétrie dans le nombre de coups entre les détecteurs:

$$A1 = \left| \log \left( \frac{N_{1+2}}{N_{3+4}} \right) \right| \quad \text{et} \quad A2 = \left| \log \left( \frac{N_{2+3}}{N_{1+4}} \right) \right| \quad (3.1)$$

La valeur maximale entre  $A1$  et  $A2$  représente l'assymétrie maximale entre les comptages dans les différents détecteurs. On obtient alors la figure 3.19 qui représente l'assymétrie maximale en fonction de  $\log(N_B/N_C)$ . Le rapport  $\log(N_B/N_C)$  permet de voir non seulement si le sursaut est dans le champ de vue (premier critère) et dans quelle bande il y a le plus de coups. Les triangles représentent les sursauts dans le champ de vue de FREGATE, les pleins les GRBs durs et les vides les GRBs mous. Les carrés représentent les sursauts en dehors du champ de vue, les pleins sont les GRBs durs et les vides les GRBs mous. Les étoiles représentent les sursauts durs dont on ne connaît pas la position. On remarque qu'il est possible de tracer une limite arbitraire, en dessous de laquelle les sursauts sont dans le champ de vue et au-dessus de laquelle ils sont en-dehors. Il faut cependant prendre avec précaution les données concernant les sursauts mous, qui ont la particularité d'avoir un rapport du signal sur bruit ( $R_{S/B}$ ) assez faible. On voit effectivement sur cette figure que les sursauts mous dans le champ de vue (triangle vide) se trouvent à la limite

de détection. C'est pourquoi cette méthode n'est applicable uniquement qu'aux sursauts gamma durs. J'ai écarté systématiquement les sursauts qui avait un  $R_{S/B} < 3$ , mais on peut voir qu'une fraction importante des sursauts mous se situent autour de la limite.

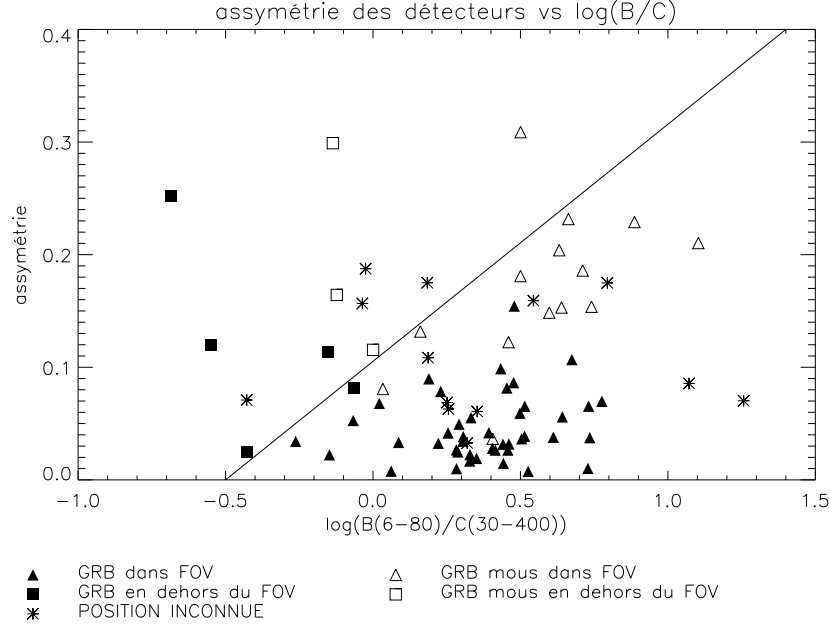


FIG. 3.19 – Figure permettant de visualiser le résultat de la méthode des détecteurs. En abscisse l'assymétrie maximale entre les paires de détecteurs et en ordonnée le rapport du nombre de coupure entre la bande B et la bande C.

Cette méthode s'avère finalement très intéressante dans le cas des sursauts durs dont la position est inconnue (ceux représentés par des étoiles), ce sont par exemple des sursauts qui n'ont pas été vus par la WXM et la SXC. Les sursauts dont la position est inconnue qui se trouvent en dessous de la limite sont sans doute dans le champ de vue de FREGATE; cette méthode ne donne malheureusement pas l'angle d'incidence du sursaut....

Tous les sursauts assez durs pour que l'application de cette méthode soit valable et qui se situent bien en-dessous de la limite du champ de vue pourraient être rajoutés dans l'échantillon des sursauts gamma afin d'augmenter la statistique et obtenir des distributions plus précises. Comme on ne peut obtenir l'angle d'incidence à partir de cette méthode, et que la matrice de réponse de FREGATE dépend fortement de l'angle, je n'ai pas rajouté les sursauts qui présentaient ces caractéristiques, mais cela fera l'objet d'une étude future.

### 3.6 Observation d'une seconde coupure à basse énergie dans les spectres de deux sursauts

Dans certains spectres de sursauts, j'ai remarqué qu'il était nécessaire d'avoir une seconde cassure à basse énergie pour ajuster les spectres. Cette cassure est nécessaire en particulier dans le cas des sursauts GRB 020813 et GRB 030519. Je présente dans cette section une étude complète des spectres de ces sursauts qui sera l'objet d'une publication.

Un des principaux intérêts de l'expérience HETE-2 est la gamme d'énergie couverte par la WXM et FREGATE. Celle-ci nous permet donc d'étudier précisément les sursauts gamma aux basses énergies, et entre autre les spectres des sursauts en dessous du pic d'énergie  $E_p$ . J'ai observé que dans le cas de deux sursauts, les modèles que j'utilise pour ajuster les spectres habituellement (CTPL et GRBM) ne fournissent pas de bons ajustements, et que l'ajout d'une cassure à basse énergie est nécessaire. Dans cette section, je présente un nouveau modèle spectral qui me permet d'ajouter une cassure dans la pente à basse énergie puis je présente l'étude spectrale complète des deux sursauts.

### 3.6.1 Modèle spectral

J'ai déjà présenté les deux modèles CTPL et GRBM, et je décris ici un troisième modèle correspondant au modèle CTPL auquel on ajoute une cassure dans la pente à basse énergie. Ce modèle peut être décrit comme **2 lois de puissance avec une coupure exponentielle à haute énergie** (noté BKHEC dans la suite):

$$N(E) = AE^{\alpha_1} \quad \text{for } E < E_b, \quad (3.2)$$

$$N(E) = AE_b^{\alpha_1 - \alpha_2} E^{\alpha_2} \exp\left(\frac{-E}{E_o}\right) \quad \text{for } E > E_b. \quad (3.3)$$

avec  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  les indices spectraux des deux lois de puissance et  $E_b$  l'énergie de cassure entre  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ .  $E_o$  reste la même quantité que dans les deux modèles CTPL et GRBM et donc le pic d'énergie du spectre en  $\nu f_\nu$  est aussi le même que dans la fonction de Band:  $E_p = E_o * (2 + \alpha_2)$ .

Les trois modèles sont représentés sur la figure 3.20. Il est important de noter que dans ces trois modèles,  $E_o$  représente la même quantité, et que les valeurs de  $E_o$  et  $\alpha$  ( $\alpha_2$  pour le modèle BKHEC) obtenues par les ajustements spectraux ne sont pas indépendantes l'une de l'autre. C'est à dire que si la valeur de  $E_o$  par exemple est changée, celle de  $\alpha$  va naturellement changer aussi afin de laisser la valeur de  $E_p$  stable. C'est ce j'ai montré dans la figure 3.5 où on a vu que même si les valeurs de  $E_o$  et  $\alpha$  sont un peu différentes entre le modèle CTPL et le modèle GRBM, la distribution du  $E_p$  est parfaitement identique. On peut donc dire que dans les procédures d'ajustement spectral, le  $E_p$  est la valeur stable de référence pour définir le spectre d'un sursaut.

### 3.6.2 GRB 030519

Ce sursaut a été détecté par FREGATE et la WXM le 19 mai 2003. C'est un évènement particulièrement brillant, qui a une durée  $T_{90} = 15.3s$  dans la bande C de FREGATE. La courbe de lumière est montrée sur la figure 3.21 en haut à gauche, c'est un sursaut à un pic qui présente des variations à petites échelles de temps.

En utilisant les données de FREGATE et de la WXM, le spectre peut être ajusté avec le modèle CTPL (voir figure 3.21 en haut à droite<sup>1</sup>) et on obtient les paramètres spectraux suivant (voir table 3.1):  $\alpha = -0.94$ ,  $E_o = 218.4$  keV,  $E_p = 231.1$  keV et  $\chi_r^2 = 1.20$  pour 125 degrés de liberté (DOF dans la suite). Le  $E_p$  comme dans le cas de nombreux sursauts détectés par HETE-2 se situe à la limite supérieure de la gamme d'énergie de FREGATE, il se peut donc qu'il soit sous-estimé. L'expérience KONUS a aussi détecté ce sursaut. Cette expérience couvre une gamme d'énergie s'étendant de 15 keV à 2000 keV,

---

1. La différence entre les données de la WXM et FREGATE vient d'incertitudes dans la normalisation entre les deux instruments. C'est pourquoi la normalisation est laissée libre entre les deux types de données.

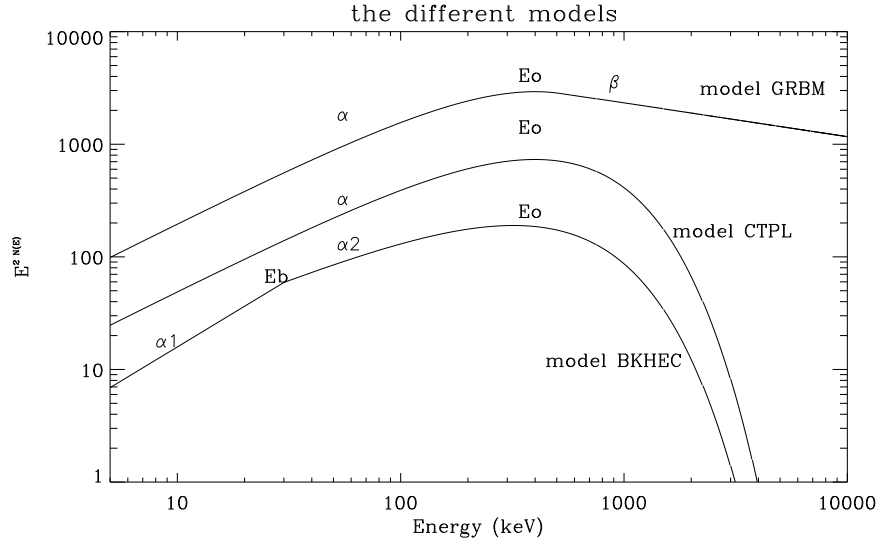


FIG. 3.20 – Les différents modèles utilisés pour ajuster les spectres des sursauts gamma.

plus appropriée pour déterminer précisément les paramètres  $E_o$  et  $\beta$ . Fredericks et al. [44] trouvent un pic d'énergie:  $E_p = 352$  keV, ce qui confirme effectivement que la valeur obtenue avec les spectres de FREGATE et de la WXM était sous-estimée. J'ai donc choisi d'ajuster nos données toujours avec le modèle CTPL, mais en fixant le  $E_p$  à 352 keV. En fait, je fixe le  $E_o$  tout en laissant  $\alpha$  libre afin d'obtenir la valeur de  $E_p$  voulue. On obtient alors  $\chi_r^2 = 1.84$  pour 126 DOF ce qui est très supérieure à la valeur du  $\chi_r^2$  trouvée précédemment. Les paramètres sont donnés dans la table 3.1 et le spectre est montré sur la figure 3.21 en bas à gauche. On voit que ce modèle n'ajuste pas du tout les données.

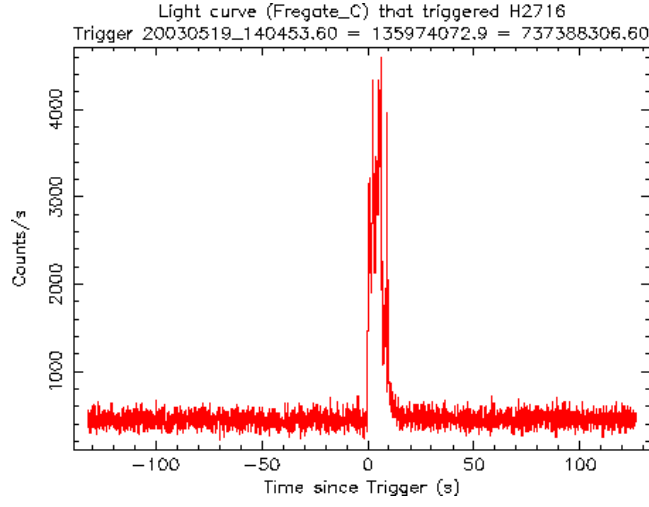
On a donc décidé d'ajuster les données en utilisant le modèle BKHEC en fixant le  $E_p$  à 352 keV. Comme avec le précédent modèle, on laisse  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  et  $E_b$  libres et on fixe  $E_o$  afin d'obtenir  $E_p = E_o * (2 + \alpha_2) = 352$  keV. Le meilleur ajustement (figure 3.21 en bas à droite et table 3.1) est trouvé pour les paramètres suivants:  $\alpha_1 = -0.89$ ,  $E_b = 43.3$  keV,  $\alpha_2 = -1.29$ ,  $E_o = 495.7$  keV (fixé) et  $\chi_r^2 = 0.85$  pour 124 DOF. On voit que ce modèle s'ajuste parfaitement aux données.

Afin de prouver la nécessité de cette cassure, nous avons calculé la valeur du test de Fisher<sup>2</sup> entre ces deux modèles. Le test donne une valeur de probabilité de  $1.6 \times 10^{-21}$  qui prouve rigoureusement que **l'ajout de cette cassure améliore significativement le modèle**.

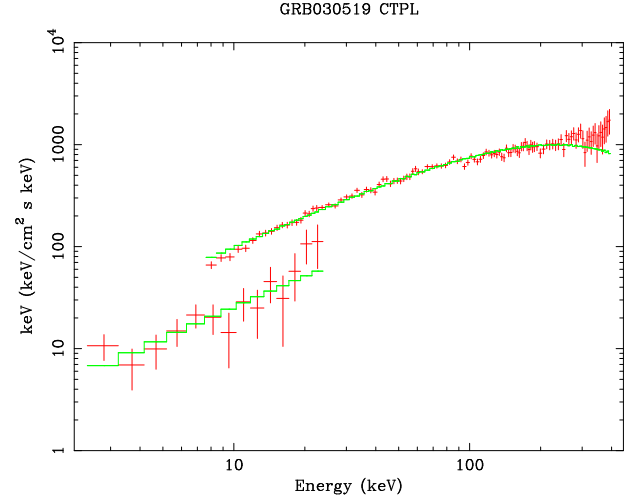
Un autre moyen de confirmer la nécessité de cette cassure est d'ignorer les données de HETE-2 en dessous de 20 keV et d'ajuster le spectre avec le modèle CTPL en fixant toujours le  $E_o$  afin d'obtenir  $E_p = 352$  keV, pour voir si la valeur de  $\alpha$  trouvée est bien consistante avec celle trouvée par KONUS. On trouve:  $\alpha = -1.19_{-0.02}^{+0.01}$ ,  $E_o = 445$  keV fixé,  $E_p = 361.4$  keV et  $\chi_r^2 = 1.09$  pour 100 DOF. La valeur de  $\alpha$  est compatible avec

2. Le test de Fisher est un test de comparaison de deux variances qui a pour objectif de vérifier si les deux variances de deux populations sont égales ou non. Dans notre cas, le test entre deux modèles qui diffèrent uniquement par le nombre de degrés de liberté, permet de prouver si l'ajout d'un paramètre au modèle est nécessaire ou non. Si la valeur de la probabilité est faible, c'est que l'ajout du paramètre est indispensable.

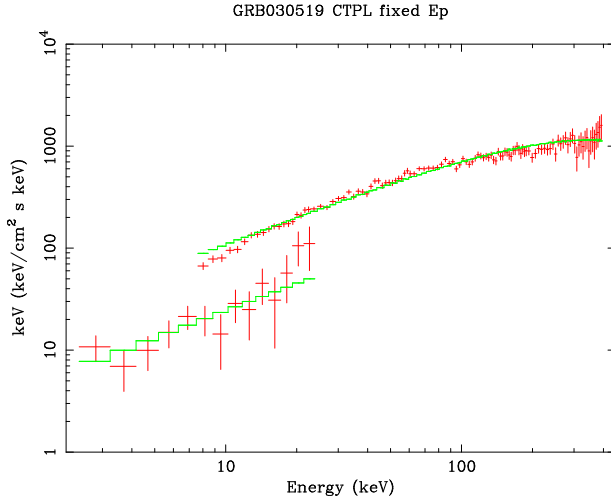
## GRB 030519



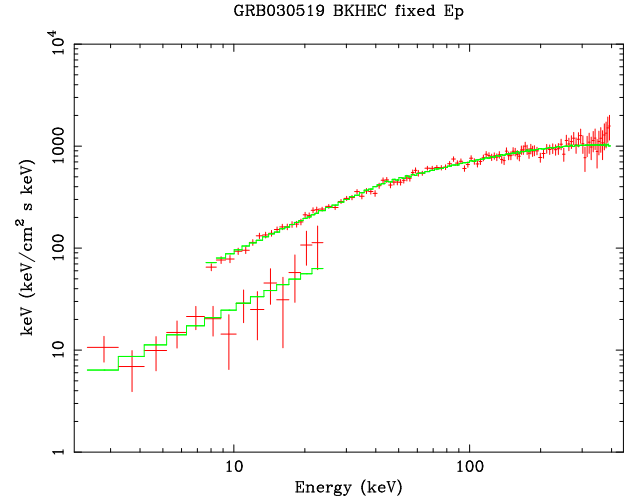
Courbe de lumière  
dans la gamme d'énergie 30–400 keV



Spectre intégré en temps  
ajusté avec le modèle CTPL  
 $\alpha = -0.94$ ,  $E_o = 218.4$  keV,  $E_p = 231$  keV  
 $\chi_r^2 = 1.20$  pour 125 DOF



Spectre intégré en temps  
ajusté avec le modèle CTPL ( $E_p$  fixé)  
 $\alpha = -1.09$ ,  $E_o = 387.0$  keV fixé  
afin d'obtenir  $E_p = 352$  keV  
 $\chi_r^2 = 1.84$  pour 126 DOF



Spectre intégré en temps  
ajusté avec le modèle BKHEC  
 $\alpha_1 = -0.89$ ,  $E_b = 43.3$  keV,  $\alpha_2 = -1.29$ ,  
 $E_o = 495.7$  keV fixé pour obtenir  $E_p = 352$  keV  
 $\chi_r^2 = 0.85$  pour 124 DOF

FIG. 3.21 – GRB 030519, courbe de lumière et différents ajustements spectraux en utilisant les modèles CTPL et BKHEC.

celle trouvée par KONUS et le  $\chi_r^2$  est bon. Ceci confirme que le fait d'explorer les basses énergies jusqu'à 2 keV est nécessaire pour détecter cette cassure dans la partie basse énergie du spectre des sursauts gamma, ce qui n'avait pas pu être fait avant l'expérience HETE-2.



## 3.6.3 GRB 020813

## GRB 020813

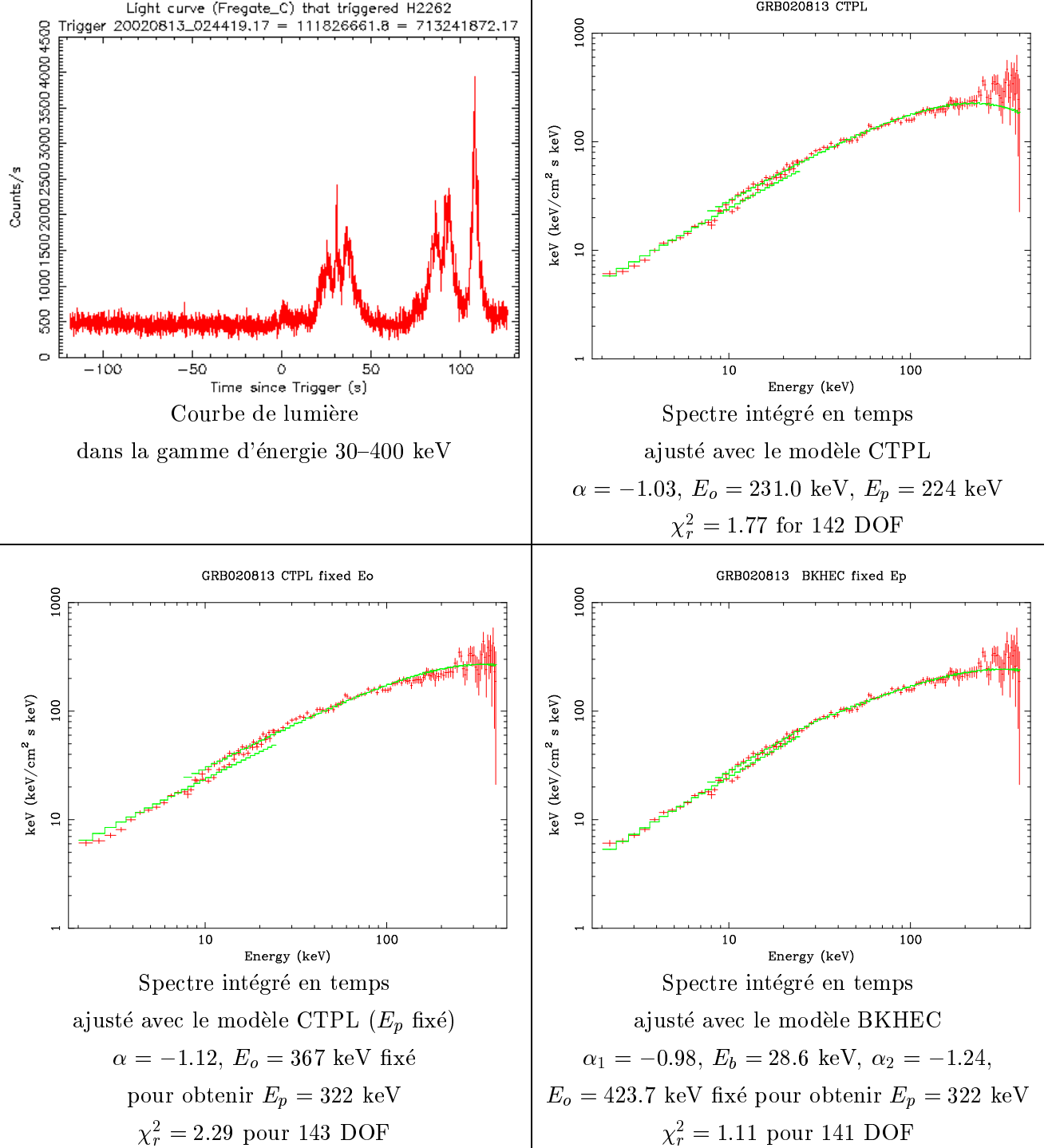


FIG. 3.22 – GRB 020813, courbe de lumière et différents ajustements spectraux en utilisant les modèles CTPL et BKHEC.

J'ai refait pour ce sursaut exactement la même étude que pour GRB 030519.  
Ce sursaut a été détecté par FREGATE et la WXM le 13 aout 2002, il était aussi brillant,

avec une durée  $T_{90} = 90$  s dans la bande C de FREGATE. La courbe de lumière est montrée sur la figure 3.22 en haut à gauche, c'est un sursaut qui présente deux pics principaux et une variabilité importante à petites échelles de temps.

En utilisant les données de FREGATE et de la WXM, le spectre peut être ajusté avec le modèle CTPL (voir figure 3.22 en haut à droite) et on obtient les paramètres spectraux suivant (voir table 3.1):  $\alpha = -1.03$ ,  $E_o = 231.0$  keV,  $E_p = 224.1$  keV et  $\chi_r^2 = 1.77$  pour 142 DOF. Comme pour GRB 030519, le  $E_p$  se situe à la limite supérieure de la gamme d'énergie de FREGATE. L'expérience KONUS a aussi détecté ce sursaut et ils ont trouvé:  $E_p = 321.6$  keV (le spectre de KONUS est montré figure 2.23 à droite). J'ai donc aussi choisi d'ajuster nos données avec le modèle CTPL en fixant le  $E_p$  à 321.6 keV. On obtient alors un  $\chi_r^2 = 2.29$  pour 143 DOF, valeur qui n'est pas acceptable. Les paramètres sont aussi donnés dans la table 3.1 et le spectre est montré sur la figure 3.22 en bas à gauche. On observe aussi dans ce cas là que ce modèle n'ajuste pas du tout les données.

J'ai donc aussi décidé d'ajuster les données en utilisant le modèle BKHEC en fixant le  $E_p$  à 322 keV. Le meilleur ajustement (figure 3.22 en bas à droite et table 3.1) est trouvé pour les paramètres suivant:  $\alpha_1 = -0.98$ ,  $E_b = 28.6$  keV,  $\alpha_2 = -1.24$ ,  $E_o = 423.7$  keV (fixé),  $E_p = 322.0$  keV et  $\chi_r^2 = 1.11$  pour 141 DOF. On voit que ce modèle s'ajuste parfaitement aux données.

Le test de Fisher entre ces deux derniers modèles donne une valeur de probabilité de  $6.71 \times 10^{-23}$ , ce qui prouve que cette **cassure est aussi nécessaire pour ajuster les données**. L'ajustement du spectre avec le modèle CTPL en ignorant les données en dessous de 20 keV et en fixant le  $E_o$  donne:  $\alpha = -1.22^{+0.02}_{-0.01}$ ,  $E_o = 410.0$  keV fixed,  $E_p = 319.8$  keV and the  $\chi^2 = 1.01$  pour 97 DOF. La valeur de  $\alpha$  est parfaitement en accord avec celle de KONUS.

### 3.6.4 Interprétations

La table 3.1 résume tous les résultats issus des trois modèles pour les deux sursauts. J'ai montré que dans ces deux cas, la gamme d'énergie de HETE-2 (2–400 keV) n'est pas assez étendue à haute énergie pour déterminer correctement la valeur du  $E_p$  lorsqu'il se situe à la limite supérieure de la gamme d'énergie comme dans le cas de GRB 030519 et GRB 020813. L'expérience KONUS a une gamme d'énergie (15–2000 keV) qui permet de déterminer précisément cette valeur et aussi celle du paramètre  $\beta$ .

Ce que j'ai montré ici avec les données de HETE-2, c'est que en explorant la partie basse énergie des spectres de sursauts brillants, on observe une cassure qui n'est pas celle due au pic d'énergie classique, le  $E_p$ , puisque celui-ci est observé par KONUS à plus haute énergie. On remarque qu'il y a approximativement un facteur 10 entre les valeurs des deux cassures  $E_b$  et  $E_p$ . On remarque aussi que les valeurs de  $\alpha_1$  and  $\alpha_2$  sont similaires pour les deux sursauts, mais qu'elles pourraient être biaisées du fait qu'elles sont mesurées sur des gammes d'énergie qui s'étendent sur une décade seulement.

Nous avons aussi montré que les données de la WXM sont essentielles pour voir cette cassure, et donc que pour étudier de manière précise les spectres des sursauts, l'idéal serait de mettre en commun les données de la WXM, FREGATE et de KONUS. Ceci permettrait d'obtenir des spectres couvrant une gamme d'énergie de 2 keV à 2 MeV et de visualiser les deux cassures. Nous avons demandé les données de KONUS à l'équipe responsable de cet instrument afin de faire ce travail.

Parameters	GRB 030519	GRB 020813
CTPL (HETE-2)		
$\alpha$	$-0.94^{+0.04}_{-0.03}$	$-1.03^{+0.02}_{-0.02}$
$E_o$ keV	$218.4^{+20.5}_{-17.9}$	$231.0^{+18.3}_{-16.2}$
$E_p$ keV	231	224
$\chi^2$	1.20	1.77
DOF	125	142
GRBM (Konus)		
$\alpha$	$-1.21 \pm 0.04$	$-1.17 \pm 0.05$
$\beta$	$-2.45 \pm 0.13$	$-2.67 \pm 0.36$
$E_o$ keV	$445 \pm 44$	$387.48 \pm 4.7$
$E_p$ keV	352	322
CTPL $E_p$ fixed (HETE-2)		
$\alpha$	$-1.09^{+0.01}_{-0.02}$	$-1.12^{+0.01}_{-0.01}$
$E_o$ keV	387 fixed	367 fixed
$E_p$ keV	352	322
$\chi^2$	1.84	2.29
DOF	126	143
BKHEC $E_o$ fixed (HETE-2)		
$\alpha_1$	$-0.89^{+0.06}_{-0.04}$	$-0.98^{+0.02}_{-0.02}$
$E_b$ keV	$43.3^{+7.5}_{-8.5}$	$28.6^{+3.2}_{-2.0}$
$\alpha_2$	$-1.29^{+0.03}_{-0.03}$	$-1.24^{+0.02}_{-0.02}$
$E_o$ keV	495.7 fixed	423.7 fixed
$E_p$ keV	352	322
$\chi^2$	0.85	1.11
DOF	124	141

TAB. 3.1 – Paramètres spectraux des différents modèles pour GRB 030519 et GRB 020813.

Cette cassure dans les spectres peut s'expliquer de deux manières différentes:

**Phénoménologie:** par l'addition de spectres élémentaires identiques avec des valeurs de  $E_p$  différentes. Dans ce cas,  $\alpha_1$  correspond à la pente à basse énergie du spectre qui a le plus petit  $E_p = E_p^{min}$ ,  $\beta$  à la pente à haute énergie du spectre qui a le plus grand  $E_p^{max}$ , et  $\alpha_2$  correspond à un mélange des autres spectres qui ont des valeurs de  $E_p$  comprises entre  $E_p^{min}$  et  $E_p^{max}$ . Une simulation numérique à partir du modèle des chocs internes que je présente dans le chapitre suivant section 4.2 permet de reproduire la courbe de lumière et le spectre de GRB 030519. Ce sursaut est simple à reproduire puisqu'il ne présente qu'un seul pic dans sa courbe de lumière. Le spectre de ce sursaut est l'addition de tous les spectres élémentaires issus de chaque choc. Chaque spectre a une valeur de  $\alpha = -2/3$  et  $\beta = -2.5$  et un  $E_p$  qui dépend de la valeur de l'intensité du choc dont il est issu. On remarque que l'on observe aussi

une cassure dans la pente à basse énergie, avec:  $\alpha_1 = -2/3$  et  $\alpha_2 \sim -1.6$ . Ce spectre et la courbe de lumière de ce sursaut sont similaires à ceux de GRB 030519.

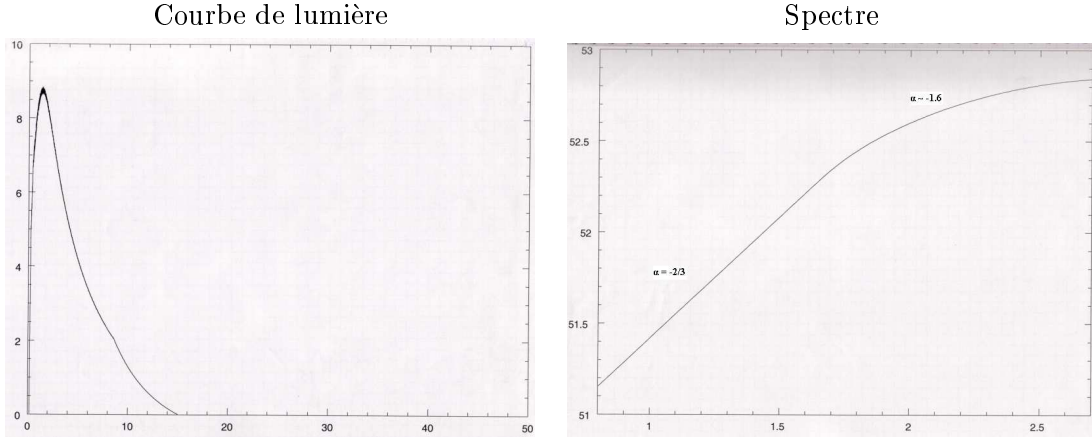


FIG. 3.23 – Courbe de lumière et spectre d'un sursaut simulé avec le modèle des chocs internes.

**Théorique:** Je montrerai dans le chapitre suivant (section 4.1.3) que le modèle théorique des chocs internes prédit deux cassures dans le spectre de l'émission prompte, la cassure à basse énergie observée ici, étant due à la fréquence de refroidissement des électrons.

### 3.6.5 Conclusions sur l'observation d'une seconde cassure à basse énergie.

Même si l'émission prompte est la partie la mieux observée des sursauts gamma, depuis 30 ans qu'elle est observée avec de nombreux instruments, elle reste néanmoins mal comprise. Dans cette section, j'ai montré qu'on observe une cassure supplémentaire dans le spectre de l'émission prompte des sursauts gamma. Cette cassure s'ajoute à celle définie par le  $E_p$  du modèle de Band, élaboré en 1993.

Cette cassure est nécessaire pour ajuster les spectres de deux sursauts particulièrement brillants de HETE-2, et a pu être observée grâce à la gamme d'énergie combinée de HETE-2 et de KONUS qui s'étend sur plus de trois décades en énergie. Cette cassure n'a pu être observée dans les spectres des autres sursauts de HETE-2 puisque ceux-ci sont majoritairement des XRFs et XRRs. La cassure dans ces sursauts si elle existe, se situera à une énergie 10 à 20 fois inférieure au  $E_p$  (dont la valeur moyenne est  $\sim 70$  keV), c'est à dire à la limite inférieure de la gamme d'énergie de la WXM, ce qui la rend difficilement détectable.

L'observation de cette cassure dans la partie basse énergie des spectres des sursauts gamma peut être très importante pour contraindre les modèles théoriques de l'émission prompte des sursauts gamma et pour comprendre le mécanisme d'émission. Deux explications sont possibles pour cette cassure, l'une phénoménologique, et l'autre théorique. Il est donc important que cette étude soit approfondie, en mettant en communs les données de différentes expériences, et en étudiant les spectres de l'émission prompte sur une gamme d'énergie très large, s'étendant de quelques keV à quelques MeV. J'ai aussi mentionné section 1.2.3 que d'autres caractéristiques ont été mises en évidence dans les spectres à très haute énergie (GeV) grâce aux données de EGRET [53].

Il est donc essentiel d'étudier les spectres des sursauts gamma avec une gamme

d'énergie la plus large possible, s'étendant à basse et haute énergie afin de contraindre précisément les modèles d'ajustements spectraux et donc les modèles théoriques.

### 3.7 Conclusions sur l'étude spectrale de l'émission prompte des sursauts gamma

La large gamme d'énergie de HETE-2 couverte par ses deux instruments principaux, la WXM et FREGATE a la particularité unique de se situer à basse énergie, entre 2 keV et 400 keV. Cette particularité m'a permis d'étudier de façon détaillée la partie basse énergie des spectres des sursauts gamma et de caractériser précisément les nouvelles classes de sursauts, les X-Ray Rich et les X-Ray Flashes.

Les conclusions concernant l'étude de **l'émission prompte** sont les suivantes:

- Les distributions des différents paramètres spectraux,  $\alpha$  et  $\beta$  sont en accord avec les précédentes observations de BATSE.
- La distribution de  $\alpha$  est en accord avec les limites prédites par le modèle d'émission synchrotron, comprises entre  $-3/2$  et  $-2/3$ .
- La distribution du  $E_p$  est plus large que celle de BATSE, elle s'étend à plus basse énergie, jusqu'à quelques keV et confirme l'existence des sursauts mous (XRFs et XRRs).
- Les différentes relations spectrales (dureté-intensité, ...) ont été confirmées et étendues à basse énergie. L'observation de GRB 020903 a permis d'étendre la relation d'Amati entre  $E_p^{source}$  et  $E_{iso}$  sur plus de trois décades.
- Le problème des sursauts courts reste à élucider.

Les principales conclusions que j'ai déduites des observations concernant **les sursauts mous** sont les suivantes:

- Les XRFs et XRR ne sont pas des sursauts gamma à grand redshift.
- Les trois classes: XRFs, XRRs et GRBs sont issues du même phénomène physique.

L'interprétation de ces observations dans le cadre du modèle des chocs internes et des chocs externes a fait l'objet d'une étude théorique que je présente dans le chapitre 4.

Un résultat important sur l'émission prompte est **l'observation d'une seconde cassure à basse énergie** qui n'est pas le  $E_p$ . Cette cassure a été observée pour seulement deux sursauts qui étaient particulièrement brillants, mais elle est en accord avec les modèles théoriques qui prédisent aussi deux cassures dans les spectres issus du mécanisme synchrotron. Cette étude demande à être confirmée par d'autres observations, mais pourrait permettre de favoriser de manière indiscutable le modèle des chocs internes mettant en jeu le processus d'émission synchrotron.

L'ensemble de ces études s'est révélé particulièrement productif du point de vue observationnel. Ce qui est très intéressant, c'est que j'ai pu créer un lien fort entre les observations et la théorie que je présente dans le chapitre suivant. Il est toujours plus plaisant de montrer des prédictions théoriques qui sont en accord avec les caractéristiques observationnelles.

## Chapitre 4

# Modèle des chocs internes/externes et nature des XRFs

J'aborde dans ce chapitre la description d'un modèle théorique des sursauts gamma. Nous avons vu dans le chapitre 1 que différents modèles sont aujourd'hui d'actualité, j'ai entre autre mentionné le modèle des chocs internes et externes et le modèle des "canon-balls" que je ne décrirai pas ici. Les modèles acceptés par la majorité de la communauté mettent en jeu des chocs internes et externes. Le modèle que je présente dans cette partie décrit le mécanisme responsable de l'émission prompte des sursauts gamma avec les chocs internes et celui de l'afterglow par les chocs externes.

Dans ce chapitre je commence par montrer pourquoi on a besoin d'un vent relativiste, puis je décris l'évolution temporelle et spatiale de ce vent. J'explique ensuite le mécanisme responsable de l'émission des photons gamma, le processus synchrotron et je décris comment il intervient dans le mécanisme d'émission du sursaut gamma et de l'afterglow. Je détaille ensuite deux modèles simplifiés qui m'ont permis de dégager des propriétés sur les X-Ray Flashes à partir de simulations numériques des chocs internes.

### 4.1 Le modèle des chocs internes/externes.

Nous avons vu dans le chapitre 1.4.1 que, quel que soit le modèle invoqué pour la source des sursauts gamma, la configuration résultante est un trou noir avec un disque d'accrétion en rotation rapide émettant une quantité importante d'énergie. Cette énergie provient soit de l'accrétion de la matière du disque par le trou noir soit de la rotation du trou noir lui-même (mécanisme Blandford-Znajek, section 1.4.1). Elle est ensuite injectée dans un vent qui la transporte sous forme d'énergie cinétique puis la restitue sous forme de rayonnements par suite de chocs, internes au vent relativiste.

#### Nécessité d'un vent relativiste

La première contrainte imposée par les observations actuelles est la nécessité d'avoir un vent relativiste [143]. C'est un consensus désormais général. Un sursaut typique émet en moyenne une fluence<sup>1</sup> observée  $F$  de  $\sim 10^{-6}$  erg.cm<sup>-2</sup>. Supposons que cette fluence ait été émise à une distance  $D$  de luminosité de  $\sim 3\text{Gpc}^2$ , l'énergie totale isotropique

---

1. Rappelons que la fluence en erg.cm<sup>-2</sup> est le flux reçu intégré sur toute la durée du sursaut.

2.  $1\text{ Gpc} = 3.10^{27}\text{ cm}$

correspondante est de  $E \sim 4\pi D^2 F \sim 10^{51}$  erg. L'importante variabilité temporelle observée ( $\delta T$  de l'ordre de quelques secondes) dans les profils des sursauts gamma (voir la section 1.2.1) établit que les sources d'émission, si elles sont au repos, sont compactes avec des rayons de l'ordre de  $R_i < c\delta T \sim 3000$  km (pour  $\delta T = 10$  ms). Ces conditions d'énergie et de rayon posent le problème de la *compacité*. Ce problème s'explique de la façon suivante: dans le cas d'un vent supposé *non relativiste*, les photons très énergétiques (d'énergie  $E_1 > 511$  keV) interagissent avec les moins énergétiques ( $E_2$ ) et produisent des paires électrons-positrons selon la réaction  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$  lorsque  $\sqrt{E_1 E_2 \frac{(1-\cos\theta_{12})}{2}} > m_e c^2$  avec  $m_e$  la masse de l'électron et  $\theta$  l'angle entre les moments des deux photons. On peut alors calculer la profondeur optique  $\tau_{\gamma\gamma}$  du processus pour une fraction  $f_p$  de paires de photons qui remplissent cette condition:

$$\tau_{\gamma\gamma} = \frac{f_p \sigma_T F D^2}{R_i^2 m_e c^2} \quad (4.1)$$

ou  $\sigma_T$  est la section efficace de Thomson (section efficace de l'interaction d'un électron libre non relativiste avec une onde électromagnétique)  $\sigma_T = 6.25 * 10^{-25}$  cm<sup>2</sup> et après normalisation, on obtient:

$$\tau_{\gamma\gamma} = 10^{12} f_p \left( \frac{F}{10^{-6} \text{erg.cm}^{-2}} \right) \left( \frac{D}{3 \text{Gpc}} \right)^2 \left( \frac{\delta T}{10 \text{msec}} \right)^{-2} \quad (4.2)$$

Cette profondeur optique est très importante ( $\sim 10^{12} f_p$ ), et rend le milieu environnant optiquement épais. Les rayons gamma sont alors trop absorbés et ne peuvent s'échapper.

Les observations de spectres non-thermiques et la détection de photons de très hautes énergies, pouvant atteindre le GeV, sont la preuve que les photons ont parcouru toute cette distance sans interagir. Si les photons sont capables de s'échapper librement du milieu, c'est que ce dernier était optiquement mince (transparent), c'est à dire que  $\tau_{\gamma\gamma} < 1$ . Ce problème pourrait être aisément résolu si les sursauts étaient produits loin de la source (grand  $R_i$ ), mais la grande variabilité temporelle des courbes de lumière laisse à penser le contraire. La solution du problème de compacité impose la nécessité d'avoir un vent ultra-relativiste. En effet, si les photons sont émis avec un facteur de lorentz  $\Gamma \gg 1$ , ils sont observés avec une énergie  $h\nu_{obs}$  décalée vers le bleu et leur énergie à la source est de  $\sim \frac{h\nu_{obs}}{\Gamma}$ . L'énergie des photons au niveau de la source est alors fortement diminuée et la fraction  $f_p$  de photons pouvant remplir la condition de création de paire diminue elle aussi considérablement d'un facteur  $\Gamma^{2(\alpha-1)}$ . Ici  $\alpha \sim 2$  est l'indice spectral du nombre de photons observés ( $N(E_{ph})dE_{ph} \propto E_{ph}^{-\alpha}dE_{ph}$ ). En même temps, le rayon d'où est émis le rayonnement devient plus grand d'un facteur  $\Gamma^2$ . L'équation 4.2 devient donc:

$$\tau_{\gamma\gamma} = \frac{10^{12}}{\Gamma^{2(\alpha-1)+4}} f_p \left( \frac{F}{10^{-6} \text{erg.cm}^{-2}} \right) \left( \frac{D}{3 \text{Gpc}} \right)^2 \left( \frac{\delta T}{10 \text{msec}} \right)^{-2} \quad (4.3)$$

Pour  $\alpha = -2$ ,  $\Gamma$  est à la puissance 6 et l'on peut obtenir des sursauts avec des énergies correspondantes à celles observées, et  $\tau_{\gamma\gamma} < 1$  avec un facteur de Lorentz  $\Gamma$  de l'ordre de quelques centaines. Cette grande valeur de  $\Gamma$  fait des sursauts gamma les objets qui sont émis avec les plus grandes vitesses dans l'univers.

Ce mécanisme est plausible dans un vent composé uniquement de photons, d'électrons, de positrons et d'une masse négligeable de baryons. En effet, en présence d'une masse baryonique trop importante, l'énergie déposée dans le vent devient insuffisante pour permettre d'atteindre des facteurs de Lorentz très élevés (le facteur de Lorentz du vent à la fin de la phase d'accélération est  $\Gamma = \frac{E}{Mc^2}$ ). Un sursaut gamma ne peut être produit dans ces conditions. Certains modèles ont été étudiés en prenant en compte une grande quantité de baryons, mais ils s'avèrent peu efficaces (voir le paragraphe suivant).

#### 4.1.1 Le vent relativiste ou fireball

Avant d'aborder le mécanisme synchrotron responsable de l'émission prompte et de l'afterglow, je décris l'évolution du vent relativiste dans le milieu après son émission par la source. Nous avons vu dans le chapitre 1.4.1 que quelle que soit la source responsable de l'émission du sursaut gamma, un vent relativiste avec un facteur de Lorentz moyen  $\bar{\Gamma}$  de l'ordre d'une centaine est émis par la source. Ce vent est constitué essentiellement de photons, d'électrons, de positrons et d'une quantité négligeable de baryons (les différents cas déterminés par la quantité initiale de baryons seront abordés dans la suite). Le modèle mettant en jeu un vent relativiste a été introduit en 1986 [104, 52]. Le vent relativiste est défini comme une concentration importante d'énergie dans une petite région dans laquelle il y a peu de baryons. Il a été montré qu'une libération instantanée d'énergie dans une région compacte formait un plasma ou *fireball* opaque aux créations de paires  $e^+e^-$ .

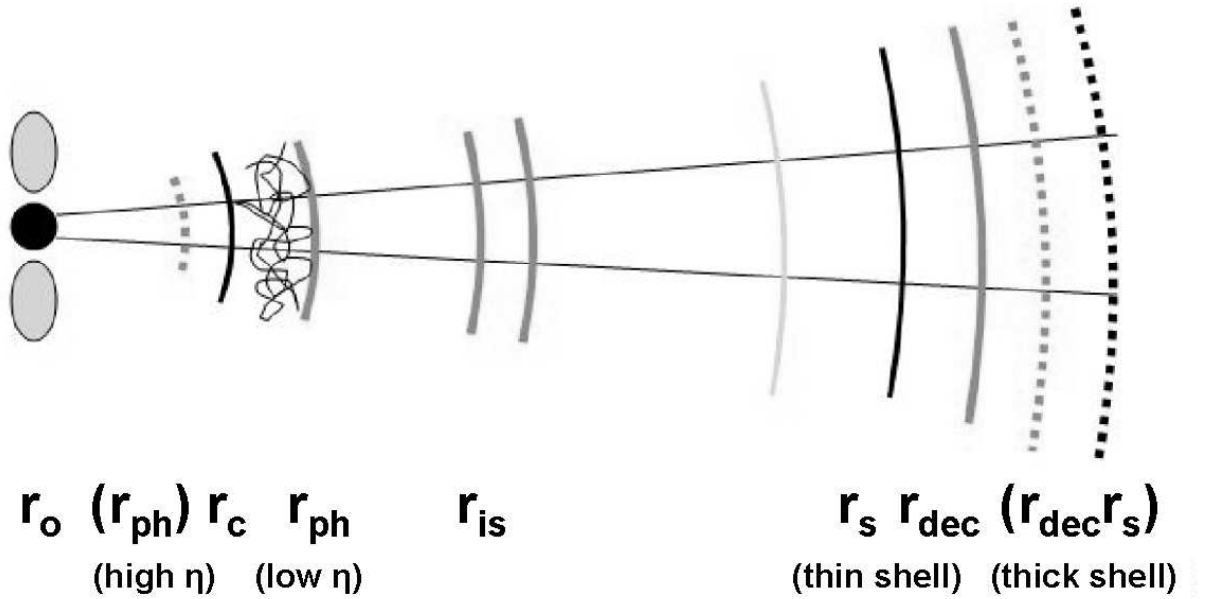


FIG. 4.1 – Schéma montrant les différentes étapes dans l'espace de l'évolution du vent relativiste [148].

Le schéma 4.1 présente les différentes étapes et rayons caractéristiques de l'évolution spatiale et temporelle du vent relativiste:

- Lorsque le vent est émis par la source à  $r_o$ , son état est opaque et très chaud, les paires  $e^+e^-$  et les photons sont en équilibre. L'énergie est injectée en continu par la source pendant une durée  $T$  de quelques secondes. A la fin de l'injection, le rayon du



vent est donc de l'ordre de  $cT = 3.10^{10}\text{cm}(T/1s)$ . De nombreuses observations sont aujourd'hui en faveur d'un jet collimaté avec un angle d'ouverture  $\theta_j$  variant d'un sursaut à l'autre (voir section 1.3.10).

- Le vent subit une phase d'expansion et d'accélération jusqu'au rayon  $r_c$ . Le facteur de Lorentz moyen du vent augmente linéairement avec le rayon et atteint un maximum  $\Gamma_o$ . La valeur du rayon  $r_c$  est:  $r_c = \Gamma_o cT \sim 10^{13}\text{cm}(T/1s)(\Gamma_o/300)$ .
- Pendant cette phase d'expansion, contrairement à la valeur du facteur de Lorentz qui augmente, le vent se refroidit, c'est à dire que la densité, la température et l'énergie des photons diminuent. Le vent initialement opaque devient, au rayon  $r_{ph}$ , transparent vis-à-vis de la production de paires et de la diffusion Compton. Plus il y a de baryons, plus il y a d'électrons et plus la phase d'expansion est longue. Au rayon  $r_{ph}$  dont la valeur typique est de  $10^{12-13}\text{cm}$ , la température du vent est  $\sim 20\text{keV}$  et la totalité de l'énergie injectée a été convertie en énergie cinétique (il se peut que parfois  $r_{ph}$  soit inférieur à  $r_c$  dans le cas où le vent est initialement pauvre en baryon et très accéléré).
- Lorsque le vent est devenu transparent, il peut être modélisé par une succession de couches ayant des facteurs de Lorentz différents. Les couches les plus rapides rattrapent alors les plus lentes et lors du choc, elles fusionnent et émettent de l'énergie sous forme radiative: ce sont les **chocs internes, responsables de l'émission prompte**. Ces chocs seront étudiés en détail dans les sections suivantes. Le rayon  $r_{is}$  correspondant au rayon des chocs internes dépend de la différence entre les facteurs de Lorentz. Si l'on suppose qu'une couche rapide de facteur de Lorentz  $\Gamma_r \sim \Gamma_o$  rattrape une couche lente avec  $\Gamma_l \lesssim \Gamma_r$ , alors le rayon du choc sera  $r_{is} = 2\Gamma_l^2 ct_v \simeq 10^{13}\text{cm}(\Gamma_l/300)^2(t_v/1\text{ms})$  où  $t_v$  est la variabilité d'émission des différentes couches. La vitesse du vent étant extrêmement relativiste, l'émission est collimatée dans un cône d'ouverture égale à  $1/\bar{\Gamma}$ .
- A partir de  $r_s$ , l'effet du milieu interstellaire (MIS) n'est plus négligeable, les vitesses des coquilles deviennent de plus en plus faibles. Le milieu extérieur commence à freiner le vent de manière conséquente à partir du rayon  $r_{dec}$ . Le choc produit entre le vent et le MIS transforme l'énergie cinétique en rayonnement: c'est le **choc externe, responsable de l'afterglow**. Un **choc en retour** se forme aussi vers l'arrière. Ce dernier va ensuite interagir avec les autres couches du vent et former le choc en retour. Pendant cette phase de décélération l'ouverture du cône synchrotron ( $1/\bar{\Gamma}$ ) devient plus grande ( $\bar{\Gamma}$  diminuant) que l'angle d'ouverture du jet  $\theta_j$ , c'est à ce moment qu'une cassure dans la courbe de lumière de l'afterglow est prédite (voir la partie 1.3.10).

### Pollution baryonique

Il existe plusieurs variantes au schéma présenté précédemment, liées au rapport entre l'énergie initiale et la masse du vent, quantités qui dépendent essentiellement de la masse des baryons. Selon la valeur de la masse baryonique présente au sein du vent, on obtient plusieurs types de vents relativistes:

- Des vents purement radiatifs dans lesquels l'effet des baryons est négligeable et qui sont dominés par la radiation. Dans ce cas, le rayon  $r_{ph}$  est atteint avant le rayon  $r_c$  c'est à dire que le vent, constitué de photons et paires électrons-positrons, devient rapidement transparent et toute l'énergie s'échappe alors sous forme de radiations. On s'attend à observer un spectre de corps noir.
- Des vents relativistes avec une masse baryonique un peu plus conséquente. Ces vents

passent par une première étape d'accélération des baryons qui convertit l'énergie injectée par la source en énergie cinétique. Dans une seconde étape, le vent devient transparent et l'énergie cinétique des baryons est convertie en radiations par le mécanisme des chocs internes et externes. C'est dans ce cas, qu'on obtient des sursauts gamma.

- Des vents newtoniens dans lesquels la masse baryonique est trop importante pour que le vent puisse être suffisamment accéléré et atteindre les vitesses relativistes requises pour faire un sursaut gamma. Ce type de vent correspond à ceux à l'œuvre dans les supernovae.

Lorsque le vent relativiste présente les caractéristiques requises, il évolue selon le schéma présenté ci-dessus. On assiste alors à une succession d'étapes: injection de l'énergie dans le vent, transport de cette énergie sous forme cinétique, chocs internes entre les couches de vitesses différentes et chocs externes avec le milieu interstellaire, ces deux types de chocs transformant l'énergie cinétique en rayonnement. La conversion de l'énergie cinétique du vent en radiation n'est aujourd'hui pas encore bien comprise malgré le nombre important de théories développées. Le mécanisme responsable et à l'œuvre dans les chocs internes et externes que je décris dans ce chapitre est le mécanisme synchrotron. Il se peut aussi que d'autres mécanismes tels que l'effet compton-inverse interviennent. Je décrirai rapidement ces différents mécanismes sans entrer dans les détails. Enfin je montrerai comment le mécanisme synchrotron intervient dans les chocs internes et externes.

#### 4.1.2 Processus de radiation: le mécanisme synchrotron

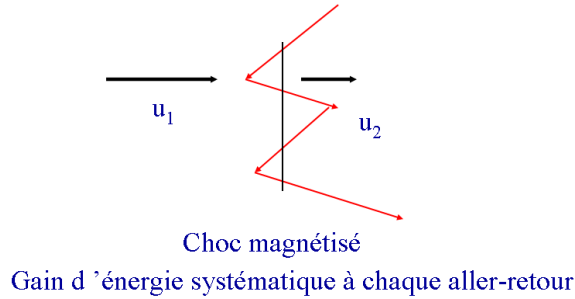


FIG. 4.2 – Schéma expliquant l'accélération de particules relativistes par le mécanisme de Fermi. A chaque passage du choc, les particules gagnent de l'énergie.  $u_2$  et  $u_1$  sont les vitesses du milieu avant et après le choc..

L'émission synchrotron est l'émission de photons par des électrons accélérés dans un champ magnétique. Ces électrons sont supposés *accélérés par le mécanisme de Fermi*<sup>3</sup> lors du choc entre les différentes couches et ont des vitesses relativistes. Les paramètres déterminants de l'émission synchrotron sont: la valeur du *champ magnétique*  $B$ , la *distribution d'énergie des électrons*  $N(\Gamma_e)$  définie par un facteur de Lorentz minimum,  $\Gamma_{e,min}$  et l'indice  $p$  de la loi de puissance qui définit cette distribution. On définit

3. Le processus de Fermi est le mécanisme de base pour l'accélération des particules chargées derrière un choc magnétisé. Les particules gagnent de l'énergie à chaque traversée du choc. Les aller-retours sont favorisés par le champ magnétique qui permet de défléchir les particules.

aussi deux autres paramètres sans dimension qui nous permettent de tenir compte de ce que l'on ne connaît pas,  $\alpha_B$  et  $\alpha_e$ .

$\alpha_B$  est le rapport entre la densité d'énergie du champ magnétique  $U_B$  et la densité d'énergie  $e$ :

$$\alpha_B \equiv \frac{U_B}{e} = \frac{B^2}{8\pi\epsilon} \quad (4.4)$$

et où  $e = \rho\epsilon$  est la densité d'énergie de la matière choquée avec  $\rho$  la densité moyenne de la matière choquée et  $\epsilon$  l'énergie dissipée par proton.

$\alpha_e$  est le rapport entre la densité d'énergie emportée par les électrons  $U_e$  et  $e$ :

$$\alpha_e \equiv \frac{U_e}{e} \quad (4.5)$$

La figure 4.1.2 illustre le processus du rayonnement synchrotron. Elle présente la géométrie du rayonnement synchrotron pour un seul électron de vitesse  $\vec{\beta}$  ayant un angle d'attaque  $\theta$  par rapport au champ magnétique  $\vec{B}$ . Le rayonnement est émis selon un petit cône de demi-angle au sommet  $\sim 1/\gamma$ . L'observateur voit ce rayonnement lorsque la direction du pinceau coïncide avec la ligne de visée.

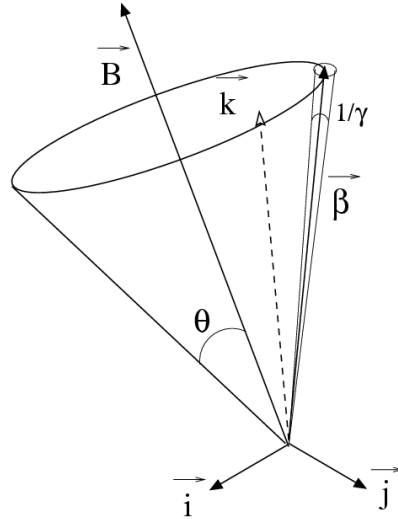


FIG. 4.3 – Schéma illustrant le processus du rayonnement synchrotron.

#### Distribution des électrons:

Considérons un électron typique dont le facteur de Lorentz correspond au facteur de Lorentz moyen  $\langle \Gamma_e \rangle$  de la distribution des électrons:

$$\langle \Gamma_e \rangle = \frac{m_p}{m_e} \alpha_e \epsilon \quad (4.6)$$

où  $\epsilon$  est l'énergie dissipée par proton. Les facteurs de Lorentz des électrons derrière le choc suivent une distribution isotropique en loi de puissance d'indice  $p$ :

$$N(\Gamma_e) \sim \Gamma_e^{-p} \quad \text{pour} \quad \Gamma_e > \Gamma_{e,min} \quad (4.7)$$

Afin que l'énergie ne diverge pas à grand  $\Gamma_e$ , on suppose que  $p > 2$ . Le facteur de Lorentz minimum des électrons  $\Gamma_{e,min}$  est relié au paramètre  $\alpha_e$  et à l'énergie totale  $e \sim \epsilon \rho m_p c^2$  :

$$\Gamma_{e,min} = \frac{m_p}{m_e} \frac{p-2}{p-1} \alpha_e \epsilon = \frac{p-2}{p-1} < \Gamma_e > \quad (4.8)$$

On peut aussi estimer le facteur de Lorentz maximal d'un électron, dont le temps d'accélération correspond au temps de refroidissement synchrotron. Cette valeur est suffisamment grande pour ne pas intervenir dans les spectres des sursauts [107] .

#### Fréquence et puissance du synchrotron:

L'énergie typique de photons venant du synchrotron ainsi que le temps de refroidissement du synchrotron dépendent du facteur de Lorentz de l'électron et du champ magnétique:

$$(h\nu_{syn})_{obs} = \frac{heB}{2\pi m_e c} \Gamma_e^2 \Gamma \quad (4.9)$$

où  $\Gamma$  est le facteur de Lorentz du vent. La puissance émise par un électron par émission synchrotron dans son système propre est [112] :

$$P_{syn} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_B \Gamma_e^2 \sim \Gamma_e^2 B^2 \quad (4.10)$$

où  $\sigma_T$  est la section efficace de Thomson  $\sigma_T = 8\pi r_o^2/3$ . Le temps de refroidissement d'un électron est  $\Gamma_e m_e c^2 / P_{syn}$  et il est de plus divisé (pour l'observateur) par le facteur de Lorentz  $\Gamma$ , on obtient donc le temps de refroidissement synchrotron:

$$t_{syn}(\Gamma_e) = \frac{3m_e c}{4\sigma_T U_B} \frac{1}{\Gamma_e \Gamma} \quad (4.11)$$

On voit d'après cette équation que des électrons de hautes énergies vont se refroidir plus rapidement que les autres, et si l'on remplace la valeur de  $\Gamma_e$  par celle de l'équation 4.9, on obtient le temps de refroidissement synchrotron en fonction de l'énergie du photon:

$$t_{syn}(\nu) = \frac{3}{\sigma_T} \sqrt{\frac{2\pi c \hbar m_e e}{B^3 \Gamma \nu}} \quad (4.12)$$

On obtient ainsi  $t_{syn}(\nu) \propto \nu^{-1/2}$ . Cette valeur met une limite sur l'échelle de variabilité de la courbe de lumière des sursauts gamma qui ne peut contenir de pic qui soit plus court que le temps de refroidissement.

#### Spectres engendrés par l'émission synchrotron:

Si l'électron est très énergétique, il se refroidit d'abord efficacement par synchrotron jusqu'à ce qu'il atteigne un facteur de Lorentz  $\Gamma_{e,c}$  lorsque le temps de refroidissement synchrotron devient équivalent au temps de refroidissement adiabatique. On observe alors une cassure dans le spectre des électrons au facteur de Lorentz  $\Gamma_{e,c}$ . L'émission synchrotron dépend en particulier de la valeur moyenne des énergies des électrons. Les électrons les plus énergétiques (s'ils existent) commencent par se refroidir rapidement et efficacement (*fast cooling*) puis, lorsqu'il n'y a plus d'électrons rapides, ils se refroidissent lentement (*slow cooling*). Il existe donc plusieurs fréquences critiques dépendant du facteur de Lorentz des électrons:  $\nu_m$  la fréquence correspondante au facteur de Lorentz des électrons injectés,  $\nu_c$

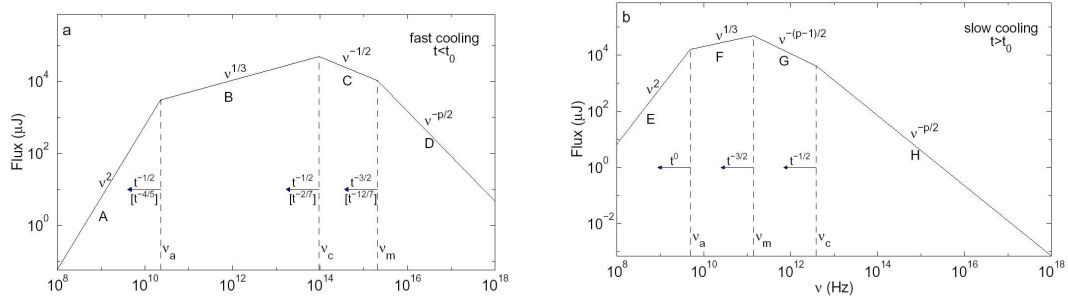


FIG. 4.4 – Spectre synchrotron pour un choc relativiste en considérant une distribution d'électrons en loi de puissance [107]. Le refroidissement rapide (figure de gauche) est attendu dans le cas des chocs internes et pour le début de l'afterglow puis le refroidissement lent est dominant (figure de droite).

la fréquence de refroidissement correspondante au facteur de Lorentz des électrons refroidis et  $\nu_a$  la fréquence minimale du synchrotron auto absorbé<sup>4</sup>. On obtient alors deux types de spectres qui dépendent de la valeur initiale de l'énergie des électrons  $\Gamma_m$  par rapport à celle du refroidissement  $\Gamma_c$  [119].

Lorsque les électrons commencent par se refroidir rapidement, c'est le cas du *refroidissement rapide* avec  $\nu_m > \nu_c$ , et on obtient un spectre  $F_\nu$  de la forme:

$$F_\nu = F_{\nu,m} \begin{cases} (\nu_a/\nu_c)^{1/3} (\nu/\nu_a)^2 & \nu < \nu_a \\ (\nu/\nu_c)^{1/3} & \nu_a \leq \nu < \nu_c \\ (\nu/\nu_c)^{-1/2} & \nu_c \leq \nu < \nu_m \\ (\nu_m/\nu_c)^{-1/2} (\nu/\nu_m)^{-p/2} & \nu_m \leq \nu \end{cases} \quad (4.13)$$

Lorsque les électrons se refroidissent lentement, c'est le cas du *refroidissement lent* et  $\nu_m < \nu_c$ :

$$F_\nu = F_{\nu,m} \begin{cases} (\nu_a/\nu_m)^{1/3} (\nu/\nu_a)^2 & \nu < \nu_a \\ (\nu/\nu_m)^{1/3} & \nu_a \leq \nu < \nu_m \\ (\nu/\nu_m)^{-(p-1)/2} & \nu_m \leq \nu < \nu_c \\ (\nu_c/\nu_m)^{-(p-1)/2} (\nu/\nu_c)^{-p/2} & \nu_c \leq \nu \end{cases} \quad (4.14)$$

avec  $F_\nu$  le flux observé et  $F_{\nu,m}$  le flux observé au maximum. La figure 4.1.2 montre le spectre dans ces deux cas.

La fréquence  $\nu_m$ , fréquence caractéristique du facteur de Lorentz des électrons injectés, correspond à l'énergie caractéristique de l'émission synchrotron, c'est à dire  $E_p$ . D'après l'équation 4.9, et en considérant uniquement une émission issue du mécanisme synchrotron, on a  $E_p \propto B\gamma_e^2\Gamma$ .

#### Autre mécanisme de rayonnement:

D'autres mécanismes radiatifs peuvent être proposés. Je ne discuterai ici que brièvement

4. C'est la fréquence en-dessous de laquelle les photons sont susceptibles d'interagir avec les électrons. Ils sont alors absorbés et transmettent leur énergie à l'électron. Dans le cas de l'émission prompte, ce mécanisme n'intervient pas.

les *diffusions Compton inverse*. Il s'agit de la diffusion d'un photon par un électron relativiste. Le photon repart avec une fraction notable de l'énergie de l'électron et voit donc son énergie augmenter. Ce mécanisme est important car il peut concurrencer le mécanisme synchrotron, les photons diffusés étant alors tout simplement les photons émis par le rayonnement synchrotron des électrons. Daigne et Mochkovitch 1998 [29] ont montré qu'il y avait alors deux situations possibles: soit le rayonnement synchrotron pique à basse énergie (UV) et l'émission gamma est alors dominée par le rayonnement Compton inverse; soit le rayonnement synchrotron pique dans le domaine gamma. Il est alors dominant car le mécanisme Compton inverse fournit une composante à très haute énergie. Cette composante représente une petite partie de l'énergie totale rayonnée car la section efficace de ce processus diminue très fortement dans ce régime à cause des corrections Klein-Nishina. Ces mêmes auteurs privilégient le second cas car il conduit à une efficacité globale meilleure pour le processus des chocs internes. C'est pourquoi nous nous sommes concentrés dans cette thèse sur le cas où le processus synchrotron est dominant. On peut noter de plus qu'il apparaît maintenant clairement que c'est bien le processus synchrotron qui domine dans le choc externe, responsable de l'afterglow des sursauts gamma.

#### 4.1.3 Les chocs internes

L'étude des chocs internes constitue la partie théorique de ma thèse. Le modèle standard de l'émission prompt des sursauts gamma est basé sur le modèle des chocs internes. Les chocs, produits lorsque deux couches du vent relativiste ayant des facteurs de Lorentz différents se rencontrent, émettent des photons gamma de haute énergie par émission synchrotron. Je développerai dans les sections suivantes des modèles simples des chocs internes qui m'ont permis de déterminer les propriétés intrinsèques des X-Ray-Flashes (sursauts ayant un faible  $E_p$ , inférieur à 50 keV).

On peut modéliser, comme on le voit sur les figures 1.24 et 4.1, le vent relativiste par une succession de coquilles ou couches solides émises à des intervalles de temps  $\delta_T$  très petits de l'ordre de la milliseconde, pendant une durée totale  $T$  de quelques secondes et avec des vitesses relativistes, comme je l'ai montré dans la partie 4.1. Le facteur de Lorentz moyen du vent  $\bar{\Gamma}$  est de l'ordre de quelques centaines, mais la distribution du facteur de Lorentz au sein du vent n'est pas uniforme. Ce vent est donc modélisé par des couches qui ont des vitesses relativistes différentes. Les plus rapides rattrapent les plus lentes et il se forme plusieurs chocs. Chaque choc contribue, grâce à son émission synchrotron, à l'émission prompt globale que l'on observe en rayonnement gamma avec les satellites tels que HETE-2.

Considérons deux couches de masses  $m_r$  (pour la plus rapide) et  $m_s$  (pour la plus lente) avec des facteurs de Lorentz respectifs  $\gamma_r$  et  $\gamma_s$  qui fusionnent pour donner une couche unique de masse  $m_m$  et de facteur de Lorentz  $\gamma_m$ .

Le rayon où ont lieu les chocs internes se trouve à  $R_\delta \sim \gamma^2 c \delta_t \sim 10^{14} \text{cm} (c \delta_t) / (10^{10} \text{cm}) (\gamma/100)^2$  de la source, et l'énergie dissipée  $e$  à chaque collision est donnée par:

$$e = m_r \gamma_r c^2 + m_s \gamma_s c^2 - \gamma_m (m_r + m_s) c^2 \quad (4.15)$$

Dans le cas des chocs internes, on a  $\gamma_r \gtrsim \gamma_s \gg 1$  et  $\gamma_m$  vaut:

$$\gamma_m \simeq \sqrt{\frac{m_r \gamma_r + m_s \gamma_s}{m_r / \gamma_r + m_s / \gamma_s}} \quad (4.16)$$

et on peut calculer l'efficacité  $f$  de la conversion de l'énergie cinétique en énergie interne pour un choc:

$$f = 1 - \frac{(m_r + m_s)\gamma_m}{m_r\gamma_r + m_s\gamma_s} \quad (4.17)$$

En faisant l'hypothèse de masses identiques et de contrastes de facteur de Lorentz ( $\frac{\gamma_r}{\gamma_s}$ ) de l'ordre de l'unité, cette efficacité est typiquement de l'ordre *d'une dizaine de pourcents*.

On calcule ensuite l'efficacité totale des chocs internes en sommant tous les chocs. On modélise le vent initial par  $N$  couches de masse  $m_i$  et de facteur de Lorentz  $\gamma_i$ , les couches rapides rattrapant les couches lentes. Le premier choc dissipe une énergie  $e$  à un rayon et un temps spécifique. On remplace alors les deux couches par celle résultante et ainsi de suite. L'évolution du vent s'arrête lorsque celui-ci est ordonné en vitesse (les couches rapides sont à l'avant et les couches lentes à l'arrière). L'efficacité totale des chocs internes  $f_{tot}$  est alors définie:

$$f_{tot} = \frac{\sum_s f_s}{\sum_i \gamma_i m_i c^2} \quad (4.18)$$

L'efficacité du rayonnement synchrotron dépend de la fraction des électrons qui est accélérée par les chocs entre les couches et qui atteindront des valeurs du facteur de Lorentz assez importantes pour rayonner directement du synchrotron. On obtient donc une *efficacité totale des chocs internes de quelques pourcents*, ce qui explique aussi la nécessité d'une importante énergie injectée dans le vent et une focalisation du vent dans un cône avec un petit angle d'ouverture pour réduire l'énergie totale libérée pendant le sursaut.

#### Spectres engendrés par les chocs internes:

Dans le cas des chocs internes, responsables de l'émission prompte, les spectres engendrés par l'émission synchrotron sont ceux du refroidissement rapide. Le spectre aura donc la forme donnée par l'équation 4.13. Dans cette équation, il faut cependant ne pas prendre en compte la fréquence du synchrotron auto-absorbé,  $\nu_a$ . En effet, dans le cas des chocs internes, ce régime ne s'applique pas pour le rayonnement gamma. Le synchrotron auto-absorbé peut intervenir pendant l'afterglow plus tardivement, typiquement pendant l'émission radio.

On obtient alors des spectres en flux de la forme:

$$F_\nu = F_{\nu,m} \begin{cases} (\nu/\nu_c)^{1/3} & \nu < \nu_c \\ (\nu/\nu_c)^{-1/2} & \nu_c \leq \nu < \nu_m \\ (\nu_m/\nu_c)^{-1/2} (\nu/\nu_m)^{-p/2} & \nu_m \leq \nu \end{cases} \quad (4.19)$$

avec  $F_\nu$  le flux observé et  $F_{\nu,m}$  le flux observé au maximum. Pour obtenir des spectres en nombre de coups afin de les comparer avec les spectres observés, il suffit de dériver le spectre en flux. Les spectres ont alors la forme suivante:

$$N_\nu = N_{\nu,m} \begin{cases} (\nu/\nu_c)^{-2/3} & \nu < \nu_c \\ (\nu/\nu_c)^{-3/2} & \nu_c \leq \nu < \nu_m \\ (\nu_m/\nu_c)^{-1/2} (\nu/\nu_m)^{-(p+2)/2} & \nu_m \leq \nu \end{cases} \quad (4.20)$$

D'après l'équation 4.20, on voit que la théorie prédit deux cassures dans les spectres de l'émission prompte. La première se situe à la fréquence  $\nu_c$ , et la seconde à la fréquence

$\nu_m$ . Il n'est donc pas déraisonnable d'observer une seconde cassure dans les spectres des sursauts gamma que j'ai présenté dans la section 3.6.

On retrouve aussi dans cette équation les limites de l'indice de la pente à basse énergie du modèle de Band  $\alpha$  qui doit être comprise entre  $-3/2$  et  $-2/3$ . La valeur de  $\alpha$  étant la valeur de l'indice de la pente en dessous de la fréquence  $\nu_m$ , fréquence correspondante à l'énergie caractéristique synchrotron. J'ai montré dans la section 3.1.1 que tous les sursauts de HETE-2 avaient une valeur de  $\alpha$  dans les limites prédites par le spectre synchrotron dans le cas du refroidissement rapide.

### Structure temporelle des chocs internes:

Les différentes couches sont émises à des petits intervalles de temps  $\delta_T$  de l'ordre de la milliseconde. Les couches transportent de l'énergie cinétique qui est transformée en rayonnement au moment du choc. Lors du choc et parce que les vitesses des électrons sont relativistes, les photons sont collimatés dans un jet avec un angle d'ouverture proportionnel à l'inverse du facteur de Lorentz de la région émettrice  $\Gamma$ . Pour deux photons émis au même rayon  $R_E$  mais l'un dans la ligne de visé de l'observateur et l'autre à un angle  $1/\Gamma$ , la différence du temps d'arrivée est  $t = R_E/2\Gamma^2c$ .

Si le rayon de l'émission du rayonnement  $R_E$  est suffisamment petit, la variabilité temporelle pourra être conservée. Cette contrainte est donnée par  $R_E \leq 2\Gamma^2c\delta_T$ , et est toujours satisfaite puisque les chocs se produisent à un rayon équivalent  $R_E = \Gamma^2c\delta_T$ . La présence de nombreuses couches et de nombreux chocs (et donc d'une distribution du facteur de Lorentz au sein du vent non-uniforme) crée des pics dans la structure temporelle des sursauts gamma et produit la variabilité temporelle observée (voir section 1.2.1).

#### 4.1.4 Le choc externe et le choc en retour

Les afterglows sont produits, dans le modèle standard, par le choc entre le vent relativiste et le MIS, c'est le *choc externe*. On a vu par ailleurs qu'il existait au moment de l'interaction entre le vent et le MIS, un *choc en retour* (par opposition au choc externe qui est un choc vers l'avant) qui se propage dans le vent. Le tout début de l'afterglow (voir la partie 1.3.4) peut être dû soit à ce choc en retour soit à de l'énergie que continue à émettre la source alors que l'émission prompte est presque terminée. On peut ainsi définir quatre régions: le milieu extérieur au repos, le milieu extérieur derrière le choc externe, le vent relativiste derrière le choc en retour et le vent relativiste qui n'a pas encore atteint le choc en retour.

Le modèle standard des chocs externes met en jeu une *expansion adiabatique*, c'est à dire que la perte d'énergie du système est négligeable et que si elle est présente, elle ne perturbe pas le mécanisme hydrodynamique. Durant cette expansion il y a un *refroidissement d'abord rapide puis lent* et *émission synchrotron*. On retrouve donc les deux possibilités de spectres synchrotron.

Nous supposons dans ce modèle que la coquille résultante des chocs internes est homogène avec une énergie  $E$ , une masse  $M$ , et un facteur de Lorentz  $\Gamma$ , initialement, on a  $E = Mc^2\Gamma$ . La coquille interagit alors avec la matière environnante. L'interaction devient efficace lorsque la masse de MIS balayée par le vent est de l'ordre de  $\Delta M/\Gamma$ . Le vent est ensuite décéléré de façon continue.

En ce qui concerne la courbe de lumière de l'afterglow, les différents cas à prendre en compte sont plus compliqués que dans le cas de l'émission prompte. Il faut en effet,



ajouter la fréquence à laquelle on veut regarder la courbe de lumière. Je ne détaillerai pas de calculs ici, mais je peux par exemple citer le cas de l'afterglow optique qui lui décroît tout le temps avec plusieurs cassures dans sa courbe de lumière dûes comme nous l'avons vu précédemment à l'angle du jet d'émission, à l'environnement (MIS) qui n'est pas toujours homogène ou à une éventuelle réinjection d'énergie de la part de la source et finalement au choc en retour. On peut aussi citer le cas de la courbe de l'afterglow radio qui commence par augmenter pour atteindre un maximum au bout d'une dizaine de jours puis diminue lentement pendant une longue période qui peut durer des mois.

Le choc en retour se manifeste au tout début de l'afterglow et n'a été détecté que dans les afterglows qui ont été suivis dans les minutes après le déclenchement par le sursaut. Il faudra donc attendre les missions telles que SWIFT, prévue pour septembre 2004, pour mieux comprendre ce phénomène. On peut cependant citer quelques différences entre le choc en retour et le choc en avant. Le choc en retour est éphémère, l'énergie des électrons est aussi inférieure à celle du choc en avant, ceci est dû aux différences de densité de matière entre les deux chocs. Le choc en retour se traduirait plutôt par un flash optique et radio.

## 4.2 Caractérisation des X-Ray Flashes: première approche avec un modèle simplifié des chocs internes

Dans cette section, je décris un modèle simplifié des chocs internes que j'ai utilisé au début de ma thèse afin de dégager d'éventuelles propriétés intrinsèques des X-Ray Flashes. Je rappelle que les X-Ray Flashes sont issus du même phénomène que les sursauts gamma mais émettent le maximum de leur énergie à plus basse énergie. J'ai montré dans la partie 3.3 que ces sursauts ont un  $E_p$  et une dureté<sup>5</sup> particulièrement faibles. Leurs  $E_p$  ont des valeurs inférieures à 50 keV et leurs duretés sont inférieures à 1. Ces sursauts se situent dans la continuité des sursauts gamma, avec des caractéristiques identiques (valeur de  $\alpha$ ,  $\beta$ , durée), mais ils sont plus *mous* et plus faibles dans l'absolu.

L'étude du vent relativiste et des chocs internes doit faire l'objet d'un calcul hydrodynamique détaillé. Cela a été fait par Daigne et Mochkovitch (2000) [30] mais demande une quantité importante de temps de calcul, qui est augmentée si l'on veut considérer de nombreux cas et tester différentes combinaisons de paramètres. Néanmoins une approche simplifiée mettant en jeu un vent relativiste avec une distribution du facteur de Lorentz non uniforme produit aussi des résultats satisfaisants [76, 29].

Le vent est modélisé par une succession de couches qui interagissent entre elles, uniquement par collisions directes en négligeant les effets de pression. Dans ce modèle et celui présenté dans les paragraphes suivants (section 4.3.1) c'est l'énergie isotrope que l'on prend en compte, car tout effet dû au jet relativiste n'apparaît pas tant que  $1/\Gamma < \theta$ . De plus, le mécanisme d'émission pris en compte est uniquement l'émission synchrotron. Les cas d'une émission par compton-inverse ou synchrotron auto-absorbé ne sont pas étudiés.

### 4.2.1 Les chocs internes: conditions initiales et évolution du vent

Dans ce modèle, une énergie  $\dot{E}$  de l'ordre de  $10^{53}$  erg.s<sup>-1</sup> est émise par la source sous la forme d'un vent relativiste avec un facteur de Lorentz moyen  $\bar{\Gamma}$  de quelques centaines

---

5. la dureté est définie par  $F_\gamma/F_x$  avec  $F_\gamma$  la fluence 30–400 keV et  $F_x$  la fluence 2–30 keV

(typiquement  $\bar{\Gamma} = 200$ ). La distribution intrinsèque du facteur de Lorentz est cependant *non uniforme*. On suppose que ce vent est devenu transparent et qu'il peut être modélisé par une succession de  $N$  couches (quelques milliers) émises à *intervalles de temps réguliers* ( $\delta T = 2ms$ ), avec des *facteurs de Lorentz* qui varient entre  $\Gamma_{min}$  et  $\Gamma_{max}$  et pendant une *durée totale*  $T = (N - 1) * \delta T$ . La masse des couches est proportionnelle à  $1/\Gamma$  de telle sorte que le taux d'énergie injectée reste constant ( $\dot{E} = \frac{M_i \Gamma_i c^2}{\delta T}$ ).

On suit ensuite l'expansion du vent:

Le temps de rattrapage  $T_r$  entre une couche rapide (de masse  $M_I$  et de facteur de Lorentz  $\Gamma_I$ ) et une couche lente (de masse  $M_{I+1}$  et de facteur de Lorentz  $\Gamma_{I+1} < \Gamma_I$ ) est

$$T_r(I) = \frac{r_{I(I+1)}}{c} = \frac{c\delta T}{v(I) - v(I+1)} = 2\delta T \frac{\Gamma_I^2 \Gamma_{I+1}^2}{\Gamma_I^2 - \Gamma_{I+1}^2}. \quad (4.21)$$

Le rayon correspondant à ce temps est:  $r_s = T_r * c$

La couche rapide ( $I$ ) rattrape la couche lente ( $I+1$ ), elles fusionnent et forment une couche résultante de masse  $M_I + M_{I+1}$  et de facteur de Lorentz  $\Gamma_r$ . L'énergie dissipée  $e$  lors du choc est:

$$e = c^2(M_{I+1}\Gamma_{I+1} + M_I\Gamma_I - (M_{I+1} + M_I)\Gamma_r) \quad (4.22)$$

Si l'on considère que les couches ont des masses comparables  $M_I \simeq M_{I+1} \simeq M$ , alors  $\Gamma_r \simeq \sqrt{\Gamma_{I+1}\Gamma_I}$  et  $e = Mc^2(\Gamma_{I+1} + \Gamma_I - 2\Gamma_r)$ .

Après redistribution du moment et de l'énergie, le facteur de Lorentz de la couche finale devient:

$$\Gamma_r = \sqrt{\Gamma_{I+1}\Gamma_I \frac{M_{I+1}\Gamma_{I+1} + M_I\Gamma_I}{M_{I+1}\Gamma_I + M_I\Gamma_{I+1}}}, \quad (4.23)$$

la densité du milieu:

$$\rho = \frac{\dot{E}}{4\pi r_s^2 \bar{\Gamma}^2 m_p c^3}, \quad (4.24)$$

et l'énergie dissipée par unité de masse:  $\epsilon c^2$  avec

$$\epsilon = \frac{e}{\min(M_I, M_{I+1})\Gamma_r c^2} \quad (4.25)$$

L'efficacité de conversion de l'énergie cinétique du vent en énergie interne dans la matière derrière le choc est donnée par:  $\frac{e}{Mc^2(\Gamma_I + \Gamma_{I+1})}$ .

#### 4.2.2 Processus d'émission

Le vent relativiste est constitué d'électrons, de baryons et de photons, nous faisons ici l'hypothèse qu'une fraction substantielle de l'énergie est injectée dans les électrons. Ces derniers ont des vitesses relativistes  $\Gamma_e$  et on suppose qu'ils suivent une distribution:  $n(\Gamma_e) \sim \Gamma_e^{-p}$ , avec  $p = -2.5$ , entre  $\Gamma_{emin}$  et  $\Gamma_{emax}$ . Ces électrons évoluent dans un champ magnétique,  $B$  et sont soumis au processus d'émission synchrotron (voir équation 4.9):

$$E_{syn} = C_{syn}\Gamma\Gamma_e^2 B \quad (4.26)$$

avec  $C_{syn}$  la constante du synchrotron et  $\Gamma$  le facteur de Lorentz du vent (équation 4.9). L'énergie dans le champ magnétique est donnée par (voir équation 4.4):

$$\frac{B^2}{8\pi} = \alpha_B \rho \epsilon \Rightarrow B = (8\pi \alpha_B \rho \epsilon)^{1/2} \quad (4.27)$$

L'énergie dissipée par unité de masse dans le vent est  $\epsilon c^2$ , celle pour un proton est  $m_p \epsilon c^2$  et donc la fraction d'énergie dissipée par unité de masse dans un électron est  $\alpha_e m_p \epsilon c^2 = \xi \Gamma_e m_e c^2$  où  $\xi$  est la fraction d'électrons accélérés. On a donc :

$$\Gamma_e = \frac{\alpha_e m_p}{\xi m_e} \epsilon \quad (4.28)$$

En remplaçant  $B$  et  $\Gamma_e$  par leur expression respective dans l'équation 4.26 on obtient l'expression de  $E_{syn}$  qui est celle du pic d'énergie  $E_p$  (maximum du spectre en  $\nu f_\nu$ ) si l'émission ne vient que du processus synchrotron.

$$E_p \propto \left( \frac{\alpha_e}{\xi} \right)^2 \alpha_B^{1/2} * \Gamma \rho^{1/2} \epsilon^{5/2}$$

$\alpha_e$  et  $\alpha_B$  sont les paramètres qui fixent les fractions d'énergie dissipée dans le champ magnétique et dans les électrons relativistes. Ces paramètres peuvent eux aussi varier avec la densité du vent  $\rho$  et l'énergie dissipée lors d'un choc  $\epsilon$ . On peut donc exprimer l'énergie caractéristique du choc  $E_p$  en fonction des paramètres  $\Gamma$ ,  $\rho$  et  $\epsilon$ , par une relation phénoménologique du type :

$$E_p = C_p * \Gamma * \rho^x * \epsilon^y \quad (4.29)$$

$C_p$  dépend des valeurs de  $x$  et  $y$ . Les valeurs typiques du synchrotron sont  $x = 1/2$  et  $y = 5/2$ . Cependant, il a été montré [31] que la combinaison  $x = y = 1/4$  reproduisait de façon plus correcte les observations de l'émission prompt des sursauts gamma détectés par BATSE. Je montrerai dans la section 4.3.2 les distributions de  $E_p$  qui correspondent à ces deux combinaisons et je montrerai que la seconde combinaison ( $x = y = 1/4$ ) reproduit effectivement mieux la distribution observée des  $E_p$  des sursauts de BATSE [108] et BeppoSAX.

### 4.2.3 Spectre du sursaut résultant

Toutes les quantités nécessaires pour obtenir la valeur  $E_p$  de chaque choc ont été calculées dans le premier paragraphe. On peut donc obtenir les caractéristiques de chaque choc et donc du système complet. L'évolution du système est terminée lorsque toutes les couches sont ordonnées avec  $\Gamma$  décroissant du front du vent vers l'arrière. L'énergie totale émise est la somme de l'énergie émise à chaque choc, et l'efficacité du processus  $f_{tot}$  est alors obtenue par :  $f_{tot} = \frac{\sum_s e_s}{\sum_i M_i c^2 \Gamma_i}$  où  $e_s$  est l'énergie dissipée à chaque choc et  $M_i$ ,  $\Gamma_i$  les masses et facteurs de Lorentz initiaux des couches.

On peut ensuite obtenir le spectre en  $E^2 N(E)$  du sursaut dans différentes gammes d'énergie.

Le spectre est calculé en supposant un modèle de Band (voir section 1.2.3) classique avec les valeurs des paramètres suivantes :  $\alpha = -1$  et  $\beta = -2.5$ , la valeur du  $E_p$  totale du sursaut et la normalisation, déduite de l'énergie totale. D'après ce spectre, on calcule un rapport de fluence qui nous permettra de définir la classe du sursaut généré par la simulation, c'est à dire s'il s'agit d'un X-Ray Flash, d'un X-Ray Rich ou d'un GRB classique.

**Définition d'un X-Ray Flash :** Nous avons vu dans la section 3.3 que les X-Ray Flashes étaient définis par une dureté inférieure à 1. Dans cette simulation, on calcule l'inverse de la dureté, la *mollesse* qui doit donc être supérieure à 1 pour définir un XRF. :

$$R_{X/\gamma} = F_{2-10keV} / F_{50-300} \quad (4.30)$$

Ces deux gammes d'énergie ne correspondent pas à celles utilisées pour les données de HETE-2, elles correspondent aux premières définitions données pour les X-Ray Flashes qui ont été établies à partir des données de BeppoSAX [62].

Un autre critère important pour définir un XRF est la *limite de détection des instruments*. Il faut en effet que le sursaut simulé soit détectable par les instruments. Cette limite dépend évidemment de l'instrument étudié. Cette première approche sur les caractéristiques des XRFs étant simple, on a défini la limite de détection en terme de flux au maximum, calculé sur 1s, à  $\sim 0.3 * 10^{-7} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ .

#### 4.2.4 Premiers résultats

Dans le but de sonder le modèle afin de voir si l'on était capable de reproduire les caractéristiques observationnelles des XRFs, on a simulé différents cas de sursauts gamma, en faisant varier diverses quantités intrinsèques au modèle. Les paramètres principaux influants dans ce genre de simulations sont le facteur de Lorentz du vent, sa distribution au sein de vent (comprise entre  $\Gamma_{min}$  et  $\Gamma_{max}$ ) et l'énergie injectée. Ces paramètres sont inconnus et ne peuvent être déduits des observations actuelles, c'est pourquoi il est important de tester toutes les combinaisons possibles.

Je présente dans cette section plusieurs cas et les interprétations que l'on peut déduire. Tous les résultats des simulations sont résumés sous la forme de figures qui montrent le rapport des fluences ( $R_{X/\gamma}$ ) en fonction du flux au maximum dans les gammes d'énergie 2–25 keV (en pointillés) et 50–300 keV (en trait plein). On peut, à partir de ces figures, situer les XRFs qui seront définis comme ayant une valeur  $R_{X/\gamma} > 1$  (trait vert horizontal) et un flux au maximum supérieur à  $\sim 0.3 * 10^{-7} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  (critère de détectabilité: trait rouge vertical).

Etudes des différents cas:

**$\Gamma_{min}$  et  $\Gamma_{max}$ :** La figure 4.5 de gauche montre la simulation pour différentes valeurs de  $\Gamma_{min}$ , variant de 50 à 350 (avec  $\Gamma_{max} = 400$ ) et celle de droite pour différentes valeurs de  $\Gamma_{max}$ , variant de 105 à 600 (avec  $\Gamma_{min} = 100$ ). On s'aperçoit que faire varier  $\Gamma_{max}$  ne permet pas de produire des XRFs détectables. Par contre, on les obtient en faisant varier  $\Gamma_{min}$ . Augmenter  $\Gamma_{min}$  implique que la distribution des valeurs de  $\Gamma$  au sein du vent est plus étroite et donc que le contraste du facteur de Lorentz entre les couches est plus petit. On conçoit alors que lorsque la différence de facteur de Lorentz entre les couches est faible, le choc entre deux couches est moins violent, et donc l'énergie émise par le choc est plus faible. On peut ainsi obtenir des XRFs. Cette figure montre de plus que les X-Ray Flashes sont préférentiellement issus de vents qui ont des grandes valeurs de  $\Gamma$ . En effet la figure de droite montre que bien que la distribution des valeurs de  $\Gamma$  au sein du vent est étroite ( $\Gamma_{min} = 100$  et  $\Gamma_{max} = 110, 120$ ) ne permet pas d'obtenir des XRFs détectables, alors que dans le cas (figure de gauche) où l'on augmente la valeur de  $\Gamma_{min}$ , on obtient rapidement des XRFs, qui sont favorisés non seulement par l'intervalle de  $\Gamma$  qui se rétrécit, mais aussi par une valeur moyenne de  $\Gamma$  plus grande.

**L'intervalle de  $\Gamma$ :** L'intervalle de  $\Gamma$  est défini en fonction d'une quantité  $f$  et tel que  $\Gamma_{min} = 100 * f$  et  $\Gamma_{max} = 400 * f$ . En faisant varier  $f$ , on fait varier la distribution du facteur de Lorentz au sein du vent relativiste. Cette distribution est étroite et centrée sur des valeurs basses lorsque  $f$  est inférieur à 1. Si  $f$  est grand, la distribution est plus large et se situe aussi à plus grande valeur. Dans le cas où la distribution est étroite, la différence de vitesse entre les couches est petite, les chocs se forment donc

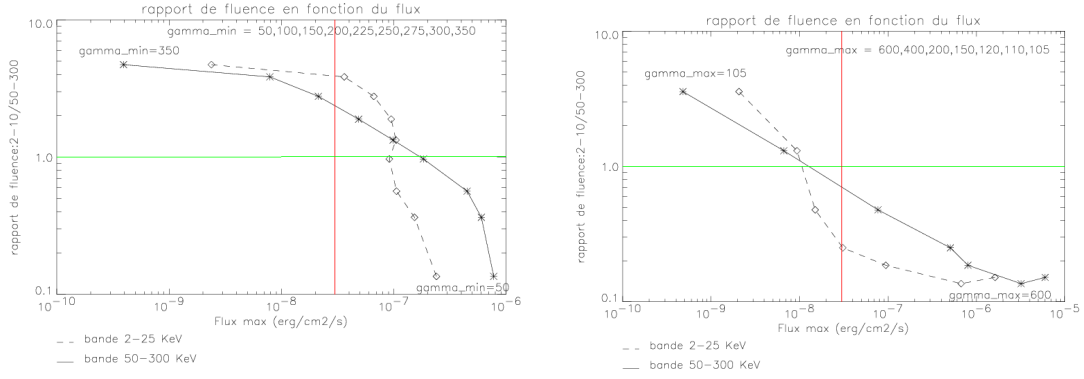


FIG. 4.5 – Rapport des fluences ( $R_{X/\gamma}$ ) en fonction du flux au maximum dans les gammes d'énergie 2–25 keV (en pointillés) et 50–300 keV (en trait plein). À gauche l'étude est faite pour différentes valeurs de  $\Gamma_{\min}$ , variant de 50 à 350 et à droite pour différentes valeurs de  $\Gamma_{\max}$ , variant de 105 à 600.

loin de la source et sont peu violents. La figure 4.6 de droite montre cette étude pour  $f$  variant entre 0.5 et 5. On remarque que les XRFs sont favorisés par de grandes valeurs de  $f$ , l'intervalle de  $\Gamma$  se situe donc autour de grandes valeurs de  $\Gamma$ . Pour produire des XRFs, il est donc nécessaire d'avoir des vitesses très importantes. Ces grandes vitesses font que les chocs se produisent loin de la source, là où les densités de champ sont plus faibles et les chocs sont plus “mous”.

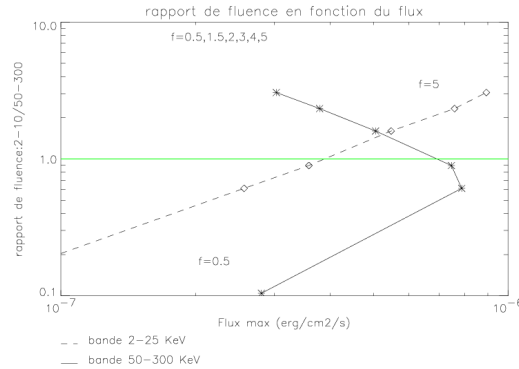


FIG. 4.6 – Rapport des fluences ( $R_{X/\gamma}$ ) en fonction du flux au maximum dans les gammes d'énergie 2–25 keV (en pointillés) et 50–300 keV (en trait plein), pour différentes valeurs de l'intervalle de  $\Gamma$  défini par  $f$  variant de 0.5 à 5.

**L'influence du redshift, de la luminosité et de  $\bar{\Gamma}$ :** Les études précédentes ont été faites pour des sursauts à un redshift de 1. Nous avons donc décidé d'étudier l'influence du redshift sur le rapport  $R_{X/\gamma}$ . Les deux figures 4.7 montrent, pour différentes valeurs du redshift, ce rapport en fonction du flux au maximum dans la gamme d'énergie 2–25 keV à gauche et 50–300 keV à droite. Sur ces figures, j'ai tracé l'évolution du flux avec le redshift seul (trait plein), en faisant varier simultanément la luminosité (tirets),  $\bar{\Gamma}$  (tirets et pointillés) et les deux ensemble (pointillés). La première interprétation déduite de cette figure est que les XRFs ne sont pas des sursauts à grand redshift. Certes, on obtient de grande valeur de  $R_{X/\gamma}$  en augmentant le redshift, mais on remarque que même en augmentant le redshift jusqu'à  $z = 20$ , on

n'atteint tout d'abord jamais les très grandes valeurs  $R_{X/\gamma} \sim 3$  observées pour certains XRFs et les sursauts produits ne sont plus détectables par les instruments (voir section 3.3). Ce résultat confirme celui que j'avais mis en évidence dans la section 3.3 qui montrait à partir des observations que en décalant vers le rouge les fluences des sursauts dont le redshift a pu être mesuré (ce qui est équivalent à déplacer les sursauts à grand redshift), on n'atteignait pas les grandes valeurs de  $R_{X/\gamma}$  et les fluences passaient en dessous des limites de détection de HETE-2.

Le deuxième point important que mettent en évidence ces figures, est que la façon la plus efficace pour obtenir un X-Ray Flash est de faire varier  $\bar{\Gamma}$ . En effet, dans les deux figures, on remarque que lorsque  $\bar{\Gamma}$  varie, on atteint rapidement des valeurs de  $R_{X/\gamma}$  typiques des X-Ray Flashes tout en restant dans les limites de détection des instruments.

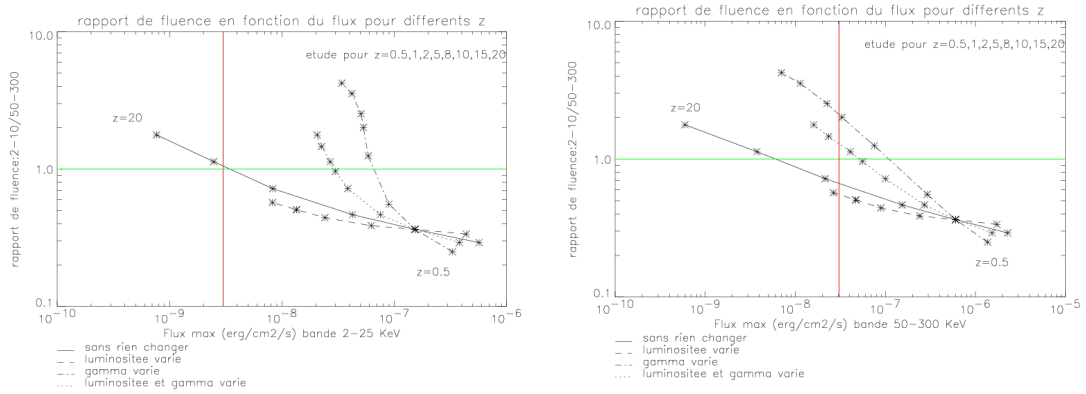


FIG. 4.7 – Evolution en redshift du rapport des fluences ( $R_{X/\gamma}$ ) en fonction du flux au maximum dans les gammes d'énergie 2–25 keV (à gauche) et 50–300 keV (à droite). Les différentes courbes permettent d'étudier simultanément l'évolution avec le redshift et les variations de  $\bar{\Gamma}$  et de la luminosité.

#### 4.2.5 Premières conclusions sur la nature des X-Ray Flashes

Cette étude très simplifiée, que j'ai effectuée au début de ma thèse, m'a avant tout permis de me familiariser avec le modèle des chocs internes et de comprendre l'influence des différents paramètres dans les simulations. On peut distinguer deux types de paramètres, ceux dont on connaît un peu la distribution, comme le redshift et la durée observée, et les paramètres du vent qui sont inconnus, mais dont l'influence dans les simulations est importante. Les paramètres du vent: son facteur de Lorentz moyen, la distribution des vitesses et l'énergie injectée sont autant de paramètres dont il faut tester différentes distributions. Ces paramètres ont une grande influence sur les résultats des simulations. Cette étude m'a permis de dégager quelques résultats intéressants sur les XRFs qui ont orienté les simulations suivantes. Ces résultats sont:

- Les XRFs ne sont pas dans leur majorité des sursauts à grand redshift. Ce résultat confirme celui que j'avais montré dans la section 3.3 à partir des observations de HETE-2.
- Les simulations produisent des XRFs, lorsque l'on fait varier des paramètres intrinsèques du modèle des chocs internes des sursauts. Le fait d'obtenir des XRFs à partir du modèle élaboré pour simuler des sursauts gamma renforce l'idée que les

**XRFs sont issus du même phénomène que les sursauts gamma** et présentent les mêmes caractéristiques. La seule différence observationnelle entre les XRFs et les GRBs est le rapport  $R_{X/\gamma}$  qui est supérieur à 1 dans le cas des XRFs.

- Pour obtenir un XRF, le procédé le plus efficace semblerait provenir du facteur de Lorentz et plus particulièrement de la **distribution non-uniforme du facteur de Lorentz au sein du vent qui doit être étroite et se situer à de grandes valeurs.**

Ces différentes études auraient méritées un approfondissement plus complet afin d'obtenir de meilleures statistiques. Elles ont néanmoins le mérite de montrer que ce modèle certes simplifié, rend bien compte du modèle des chocs internes. Nous avons donc décidé de l'utiliser pour étudier plus en détail les propriétés intrinsèques spécifiques aux X-Ray Flashes. Afin de générer un nombre important de sursauts, nous avons étudié un modèle simplifié au maximum.

### 4.3 Caractérisation des X-Ray Flashes: seconde approche avec un modèle rudimentaire des chocs internes

J'étudie dans cette section un modèle des chocs internes simplifié à l'extrême dans lequel le vent est modélisé uniquement par deux couches de masses identiques  $M$  avec des facteurs de lorentz différents,  $\Gamma_{min}$  pour la première couche émise et  $\Gamma_{max}$  pour la seconde couche qui est plus rapide. Les chocs internes sont dus uniquement à l'interaction entre ces deux couches, et on considère que le processus synchrotron est le seul responsable de l'émission. Le pic d'énergie est donc défini par (voir équation 4.29):eqsync

$$E_p \simeq E_{syn} = C_{syn} \Gamma_s B \Gamma_e^2 = C_p \Gamma_s \rho_s^x \epsilon_s^y \quad (4.31)$$

où  $\rho_s$  est la densité du vent,  $\epsilon_s$  l'énergie dissipée par unité de masse,  $\Gamma_s$  le facteur de lorentz moyen du vent et  $C_p$  la constante reliée à la constante du synchrotron (4.26:  $C_p = C_{syn} (8\pi\alpha_B c^2)^{1/2} (\frac{\alpha_e m_p}{\xi m_e})^2$ ). Les différents cas pour les valeurs de  $C_p$ ,  $x$  et  $y$  seront abordés dans la section 4.3.2.

Dans ce modèle, une seule couche résulte de l'interaction, la valeur du facteur du vent derrière le choc est donc aussi celle de la couche résultante.

#### 4.3.1 Le modèle simplifié des chocs internes

J'ai montré que les X-Ray Flashes n'étaient pas une classe particulière de sursauts gamma, mais que XRF, XRR (classe intermédiaire entre XRFs et GRBs voir section 3.2.1) et GRB étaient tous issus du même phénomène que les sursauts gamma et que ce n'étaient pas non plus des sursauts à grand redshift. Nous ne nous intéressons pas ici du cas des XRRs afin de faire ressortir les contrastes dans les distributions. J'ai donc choisi de générer un très grand nombre de sursauts, un million, avec des caractéristiques initiales différentes, de diviser ces sursauts simulés en trois classes selon leur dureté (comme pour les sursauts réels) et de comparer les caractéristiques des XRFs simulés avec celles des GRBs simulés dans le cadre d'un modèle des chocs internes simplifié.

Dans cette simulation on génère aléatoirement un million de sursauts avec des caractéristiques propres: la durée, le redshift, le facteur de Lorentz moyen, le contraste du facteur de Lorentz entre les deux couches émises et l'énergie injectée. Les distributions initiales reflètent

les connaissances actuelles sur la physique et l'origine des sursauts. Les distributions les plus précises sont celles de la durée et du redshift. La distribution des durées reflète celle observée des sursauts longs de BATSE et la distribution des redshifts est fondée sur le fait que les sursauts longs sont probablement liés à des explosions d'étoiles massives. Les autres distributions sont inconnues et nous avons choisi des distributions uniformes arbitraires:

**Durée  $\tau$ :** On se place dans cette simulation dans le cas des sursauts longs, puisque au jour d'aujourd'hui aucun X-Ray Flash détecté n'appartient à la catégorie des sursauts courts. La distribution des durées observées des sursauts longs de BATSE est log-normale centrée sur  $t_{90} = 20$  s. Nous avons donc choisi une distribution de  $\tau$  à la source log-normale centrée sur 10 s et nous avons vérifié à posteriori que la distribution résultante des durées observées  $\tau_{obs} = (1+z)\tau$  est bien centrée sur 20 s, et compatible avec celle de BATSE.

**Redshift  $z$ :** Si les sursauts longs sont issus comme on le pense de plus en plus aujourd'hui d'effondrements d'étoiles massives (voir la section 1.4.1), le taux de formation des sursauts gamma longs est proportionnel au taux de formation d'étoiles  $\psi$  et la distribution en redshift des sursauts gamma est déduite directement de  $\psi(z)$  pour laquelle nous avons adopté l'expression analytique donnée par Porciani & Madau (2001) [106]. Cette distribution passe par un maximum à  $z \sim 2.5$ .

**Facteur de Lorentz moyen  $\bar{\Gamma}$ :** Le facteur de Lorentz moyen du vent  $\bar{\Gamma} = \frac{\Gamma_{max} + \Gamma_{min}}{2}$  est compris entre 100 et 500.

**Contraste de facteur de Lorentz  $k$ :** c'est le rapport entre les facteurs de Lorentz des deux couches étudiées.  $k = \frac{\Gamma_{max}}{\Gamma_{min}}$ .  $\text{Log}k$  est distribué uniformément entre 0 et 1.

**Energie moyenne injectée  $\dot{E}$ :**  $\dot{E} = \frac{2Mc^2\bar{\Gamma}}{\tau}$ .  $\text{Log}\dot{E}$  est distribué uniformément entre 51 et 53.4. La valeur maximale de  $10^{53.4} \text{erg.s}^{-1}$  pour  $\dot{E}$  a été déterminée afin de reproduire la relation Log N - Log P des sursauts de BATSE [130] (avec  $N$  le nombre de sursauts qui ont un flux au maximum supérieur à  $P$ : voir figure 1.3). La comparaison de la relation Log N - Log P entre les données de BATSE et les  $10^6$  sursauts simulés est montré figure 4.8.

**Constante  $C_p$ :** On adopte  $\text{Log}C_p = \text{Log}C_p^{100} \pm 0.5$  où  $C_p^{100}$  est la valeur de  $C_p$  qui permet d'obtenir un sursaut avec un  $E_p$  de 100 keV avec  $\dot{E} = 10^{52} \text{erg.s}^{-1}$ ,  $\bar{\Gamma} = 300$ ,  $k = 4$  et  $z = 1$ .

A partir de ces quantités initiales, on calcule celles qui résultent du choc et du processus synchrotron.

- Le facteur de Lorentz de la couche résultante est:

$$\Gamma_s = \sqrt{\Gamma_{max}\Gamma_{min}}$$

- L'énergie libérée lors du choc:

$$e = Mc^2(\Gamma_{max} + \Gamma_{min} - 2\Gamma_s)$$

- l'efficacité du choc:

$$f = \frac{e}{Mc^2(\Gamma_{max} + \Gamma_{min})}$$

- le rayon où a eu lieu le choc:

$$r_s = 2c\tau \frac{\Gamma_{max}^2 \Gamma_{min}^2}{\Gamma_{max}^2 + \Gamma_{min}^2}$$



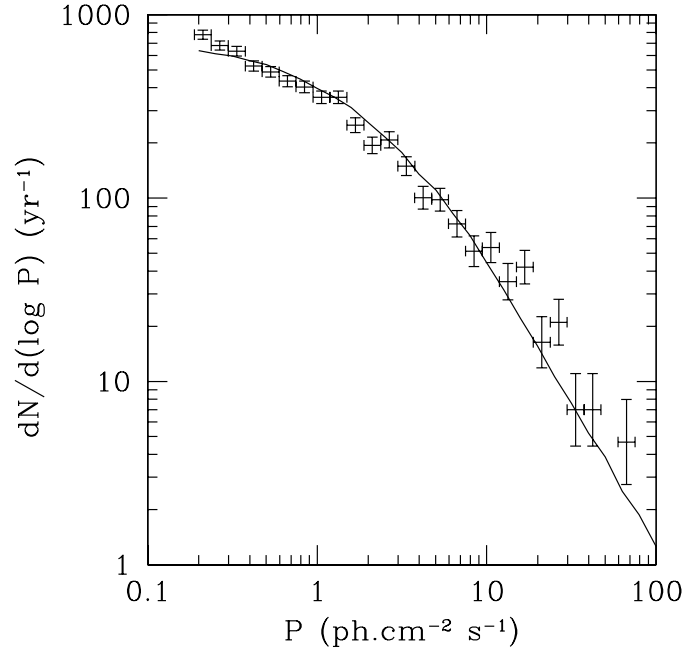


FIG. 4.8 – Relation  $\text{Log}N\text{-Log}P$  différentielle pour les sursauts de BATSE [130] comparée à la distribution (en trait plein) obtenue pour  $10^6$  sursauts simulés avec  $\dot{E} = 10^{53.4} \text{ erg.s}^{-1}$ .  $N$  est le nombre de sursauts qui ont un flux au maximum (sur 1s et dans la gamme d'énergie 50–300 keV) supérieur à  $P$ : voir figure 1.3

– la densité du milieu

$$\rho_s = \frac{2M}{4\pi r_s^2 \tau \Gamma c}$$

– L'énergie dissipée par unité de masse:

$$\epsilon = \frac{e}{M\Gamma_s}$$

On peut alors calculer le pic d'énergie  $E_p$  de l'émission synchrotron à la source:  $E_p = C_p \rho^x * \epsilon^y * \Gamma_s$ ,

et celui observé:  $E_p^{obs} = \frac{E_p}{1+z}$ .

Le flux est:  $flux = \frac{e}{\tau 4\pi D_l^2}$  avec  $D_l$  la distance de luminosité qui dans le cas d'un univers plat sans constante cosmologique ( $H_0 = 65 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega = \Omega_m = 1$  est définie par:  $D_l = 2.85 \cdot 10^{28} (1+z - \sqrt{1+z})$

On calcule ensuite le flux dans différentes gammes d'énergie en intégrant la fonction de Band qui nous permettra de faire la différence entre XRFs et GRBs. Les paramètres de la fonction de Band sont ici pris constants avec  $\alpha = -1$  et  $\beta = -2.5$ .

#### 4.3.2 Valeurs des paramètres $x$ , $y$ et $C_p$

Je vais dans cette section montrer la raison du choix d'une combinaison des valeurs de  $x$  et  $y$  différentes de celle prédites par le processus synchrotron.  $x$  et  $y$  sont, dans le cas d'une équipartition pour estimer le champ magnétique et le facteur de Lorentz des électrons, égaux respectivement à 1/2 et 5/2. La constante  $C_p$  dépend de ces valeurs et

de la constante du synchrotron  $C_{syn}$ :

$$C_p = C_{syn}(8\pi\alpha_B c^2)^{1/2} \left( \frac{\alpha_e m_p}{\xi m_e} \right)^2 \quad (4.32)$$

Néanmoins, on peut aussi considérer que les paramètres d'équipartition ( $\alpha_e$  et  $\alpha_B$ ) ne sont pas constants et qu'ils dépendent de  $\rho$  et  $\epsilon$ . On s'attend alors à ce que  $x$  et  $y$  aient des valeurs différentes. On peut donc considérer d'autres jeux de paramètres tels que  $x = y = 1/4$  ou  $x = y = 1/2$ . Ces cas ont déjà été considérés [31] et fournissent des résultats en meilleur accord avec les observations. Daigne et Mochkovitch [31] ont montré que la condition  $2x + y < 1$  est nécessaire pour obtenir des profils spectraux et temporels des sursauts simulés en accord avec les observations.

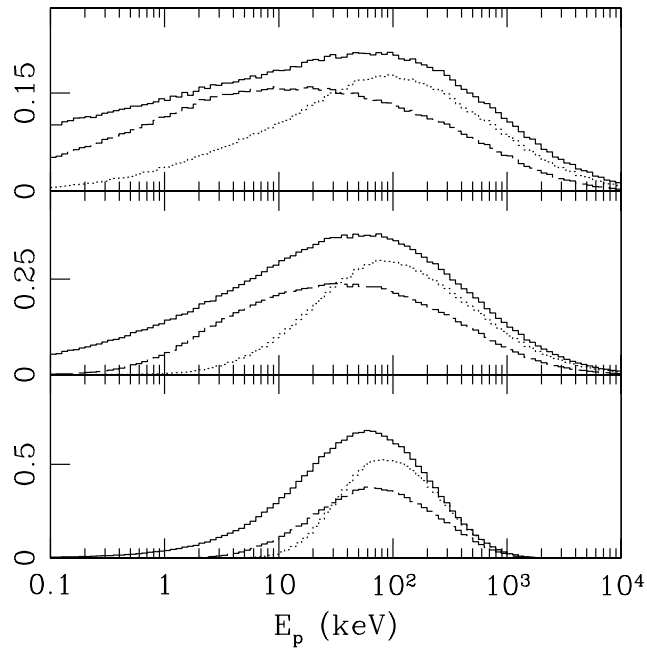


FIG. 4.9 – Distribution de  $E_p$  pour les sursauts de BATSE (pointillés), ceux de HETE-2 (tirets) et pour l'échantillon complet (trait plein). En haut pour  $x = 1/2$  et  $y = 5/2$ , au milieu pour  $x = y = 1/2$  et en bas pour  $x = y = 1/4$

La figure 4.9 par exemple montre les distributions des  $E_p$  pour les différentes populations de sursauts générées par le modèle. Sur les trois figures, la courbe en trait pointillés montre la population de sursauts détectés par BATSE (en appliquant le seuil de détection de BATSE qui est un flux de  $0.2 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  dans la gamme d'énergie 50–300 keV), celle en tirets la population détectée par HETE-2 (le seuil de détection de FREGATE est un flux calculé sur 1s de  $1.4 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  dans la gamme d'énergie 30–400 keV, et celui de la WXM est un flux calculé sur 1s de  $2 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  dans la gamme d'énergie 2–20 keV) et en trait plein la population entière. La distribution est tracée, en haut pour  $x = 1/2$  et  $y = 5/2$ , au milieu pour  $x = y = 1/2$  et en bas pour  $x = y = 1/4$ .

Cette figure montre que c'est le dernier jeu de paramètre ( $x = y = 1/4$ ) qui reproduit le plus exactement la distribution étroite et centrée sur 200 keV de BATSE [108]. Les figures du haut et du milieu présentent des distributions trop larges.

Ces figures montrent aussi qu'il existe dans tous les cas une importante population de sursauts avec des  $E_p$  inférieurs à 50 keV détectable par HETE-2 et non par BATSE.

On peut aussi montrer que les paramètres physiques de la couche résultante  $r_s$ ,  $\Gamma_s$ ,  $\rho_s$  et  $\epsilon_s$  peuvent être reliés aux paramètres du vent  $\dot{E}$ ,  $\tau$ ,  $\bar{\Gamma}$  et  $k$  de la manière suivante:

$$r_s = 8c\tau\bar{\Gamma}^2 \frac{k^2}{(k^2 - 1)(k + 1)^2}$$

$$\Gamma_s = \frac{2\bar{\Gamma}}{k^{1/2} + k^{-1/2}}$$

$$\rho_s = \frac{\dot{E}}{256\pi c^2 \tau^2 \bar{\Gamma}^6} (k^2 - 1)^2 (1 + 1/k)^4$$

$$\epsilon = \frac{c^2}{2} (k^{1/2} + k^{-1/2} - 2)$$

En remplaçant ces quantités dans l'équation 4.31, on obtient:

$$E_p \propto \frac{\dot{E}^x}{\tau^{2x}} \frac{\phi_{xy}(k)}{\bar{\Gamma}^{6x-1}} \quad (4.33)$$

avec

$$\phi_{xy}(k) = \frac{[(k^2 - 1)(1 + 1/K)^2]^{2x} (k^{1/2} + k^{-1/2} - 2)^y}{k^{1/2} + k^{-1/2}}$$

La fonction  $\phi_{xy}(k)$  est représentée sur la figure 4.10 pour différentes valeurs de  $k$ .

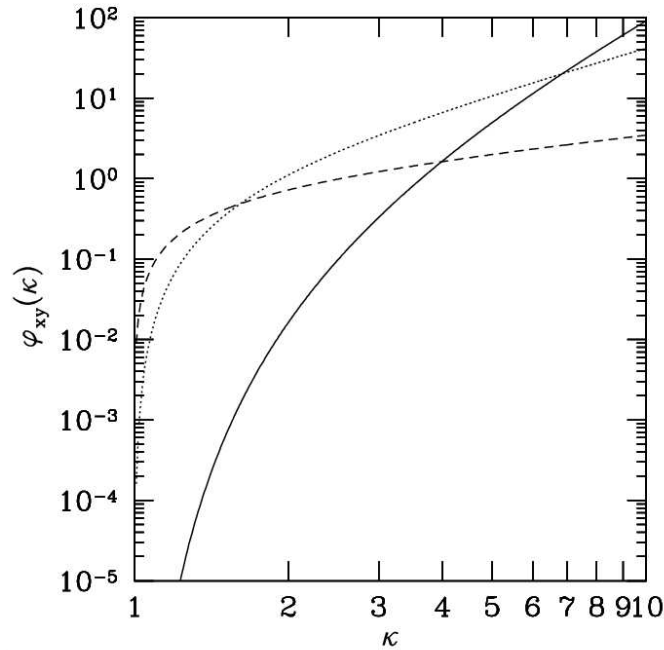


FIG. 4.10 – Fonction  $\phi_{xy}(k)$  pour  $x = 1/2$  et  $y = 5/2$  (trait plein),  $x = y = 1/2$  (pointillés) et  $x = y = 1/4$  (tiret). Dans le premier cas la grande valeur de  $y$  conduit à une forte dépendance de  $\phi_{xy}(k)$  avec  $k$ .

On remarque d'après l'équation 4.33 que  $E_p$  est une fonction décroissante de  $\bar{\Gamma}$  pour  $x > 1/6$ . Cette équation prédit (nous verrons dans les sections suivantes que cette

prédiction s'est révélée exacte) que les sursauts *mous* tels que les X-Ray Flashes qui ont la caractéristique d'avoir un petit  $E_p$  sont issus de vent qui ont un grand  $\Gamma$  et une densité du vent faible, c'est ce que l'on appelle des **clean fireballs**.

Nous allons voir maintenant comment sont définis les XRFs et les différents résultats de la simulation.

### 4.3.3 Définition d'un X-Ray Flash

Nous avons présenté dans la partie 3.3 les différentes caractéristiques des XRFs déduites des observations de HETE-2. Les deux instruments: la WXM et FREGATE permettent de couvrir une gamme d'énergie variant de 2 keV à 400 keV et d'obtenir des spectres continus dans cette gamme d'énergie. L'étude de ces spectres a permis de définir précisément les propriétés spectrales des XRFs. Nous en avons déduit que les X-Ray Flashes sont issus du même phénomène que les sursauts gamma, avec la particularité d'avoir une valeur de  $E_p$  petite, typiquement inférieure à  $\sim 50$  keV et donc une faible dureté, d'une valeur inférieure à 1. Nous avons montré de plus en section 3.2.3 que la dureté était un paramètre plus robuste, plus simple à déterminer et que c'était un excellent estimateur du  $E_p$ , un faible  $E_p$  correspond à une faible dureté.

Dans ce programme la quantité étudiée est la *mollesse*, l'inverse de la dureté, c'est à dire le rapport  $R_{X/\gamma}$  avec:

$$R_{X/\gamma} = \frac{F_{2-30 \text{ keV}}}{F_{30-400 \text{ keV}}} \quad (4.34)$$

**Un X-Ray Flash est défini comme un sursaut avec  $R_{X/\gamma} > 1$ .**

Cette définition est arbitraire puisque les XRFs et les GRBs forment une unique classe. De plus, une classe intermédiaire, celle des X-Ray Rich GRBs, a été créée afin de définir des événements intermédiaires entre les XRFs et les GRBs.

Les XRFs, XRRs et GRBs sont issus du même phénomène physique et c'est la valeur caractéristique du spectre  $E_p$  qui varie de quelques keV pour les plus mous (les X-Ray Flashes) à quelques MeV pour les plus durs.

Un autre critère intervient lorsqu'on simule des sursauts gamma, c'est un **critère de détection**. Le sursaut généré par la simulation doit être détectable par les instruments. Dans cette simulation, nous nous sommes appuyés sur les critères de détection de BATSE et HETE-2 (FREGATE + WXM):

- Le seuil de détection de BATSE est un flux calculé sur 1s de  $0.2 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  dans la gamme d'énergie 50–300 keV.
- Le seuil de détection de FREGATE est un flux calculé sur 1s de  $1.4 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  dans la gamme d'énergie 30–400 keV.
- Le seuil de détection de la WXM est un flux calculé sur 1s de  $2 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  dans la gamme d'énergie 2–20 keV.

### 4.3.4 Résultats:

Les résultats que je présente ont été obtenus à partir des simulations en prenant la combinaison de paramètres  $x = y = 1/4$ . Cette combinaison est celle qui reproduit le plus justement les observations (distribution du  $E_p$ ).

**Distribution du  $E_p$ :**

Le premier résultat concerne la distribution des  $E_p$  qui est montrée sur la figure 4.9. J'ai déjà présenté cette figure dans la section 4.3.2 et je rappelle donc le résultat qui nous intéresse dans cette section qui est qu'il existe une quantité importante de sursauts qui ont un  $E_p$  à basse énergie. Ces sursauts non détectables par BATSE le sont en partie par HETE-2 et sont plus mous dans l'absolu. Les XRFs sont ici les sursauts qui ne sont pas détectés par BATSE mais par HETE-2. Cette figure laisse supposer finalement qu'il existe une quantité importante de sursauts à encore plus basse énergie (ceux qui ne sont pas détectables par HETE-2) qui pourrait être *découverte* grâce aux futures missions qui exploreront la gamme d'énergie des X mous.

**Relation fluence-mollesse:**

La figure 4.11 représente la *mollesse*  $R_{X/\gamma}$  en fonction de la fluence totale dans la gamme d'énergie 2–400 keV pour les 1450 sursauts détectables par HETE-2. La limite inférieure de la mollesse observée à 0.075 correspond aux sursauts qui ont un  $E_p$  supérieur à 400 keV et donc pour lesquels les deux gammes d'énergie X (2–30 keV) et gamma (30–400 keV) sont situées dans la partie basse énergie du spectre. Comme on suppose dans tous les cas que  $\alpha = -1$ , la mollesse est simplement définie par:

$$R_{X/\gamma} = \frac{\int_2^{30} dE}{\int_{30}^{400} dE} = 0.0757 \quad (4.35)$$

De même, une limite supérieure peut aussi être définie pour les sursauts dont le  $E_p$  est inférieur à 2 keV. Les deux gammes d'énergie X et gamma sont situées dans la partie haute énergie du spectre. En supposant dans tous les cas une valeur de  $\beta$  de  $-2.5$ , on obtient la limite supérieure de la mollesse:

$$R_{X/\gamma} = \frac{\int_2^{30} E^{-1.5} dE}{\int_{30}^{400} E^{-1.5} dE} = 3.957 \quad (4.36)$$

Les deux lignes horizontales représentent les limites des différentes classes de sursauts gamma (voir la partie 3.3):

- Les X-Ray Flashes définis par  $R_{X/\gamma} > 1$ ,
- Les X-Ray Rich GRBs définis par  $0.3 < R_{X/\gamma} < 1$ ,
- Les sursauts gamma définis par  $R_{X/\gamma} < 0.3$ ,

Cette figure montre que le modèle des chocs internes permet de générer une quantité importante de XRFs et XRRs qui sont détectables par HETE-2.

**Distribution du redshift:**

La figure 4.12 montre la distribution en redshift des sursauts générés par la simulation. En pointillés les GRBs, en trait plein les X-Ray Flashes. Cette figure prouve que les XRFs générés par notre modèle ne sont pas des sursauts à grands redshifts, leur distribution étant similaire à celle des GRBs. Ce résultat confirme celui que j'avais obtenu sur les données de HETE-2 dans la section 3.3, et avec les premières simulations préliminaires dans la section 4.2.4. Cette confirmation est de plus appuyée par la détermination du redshift de GRB 020903 qui est le plus mou des XRFs détectés jusqu'à aujourd'hui. Ce redshift a été mesuré à  $z = 0.25$  [128].

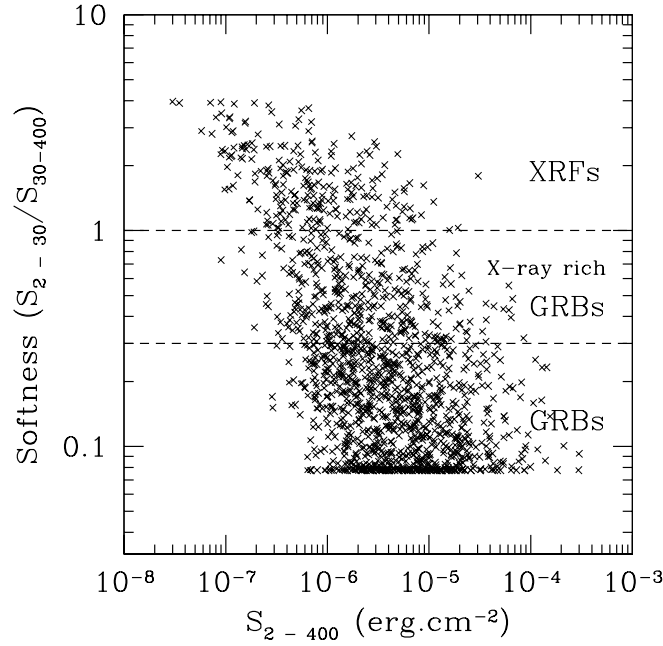


FIG. 4.11 – La mollesse  $R_x/R_\gamma$  en fonction de la fluence totale dans la gamme d'énergie 2–400 keV pour 1450 sursauts de la simulation détectables par HETE-2.

De plus, cette figure prédit que le rapport entre le taux de XRFs par rapport aux GRBs à grand redshift est plus important qu'à un redshift de 1. Cette particularité s'explique en partie par le fait que bien qu'un XRF ne soit pas un sursaut à grand redshift, une fraction non négligeable de GRBs à grand redshift peuvent être observés comme des XRFs.

#### Distribution des durées observées $\tau_{obs}$ :

La figure 4.13 montre la distribution des durées observées  $\tau_{obs} = (1+z)*\tau$  pour les GRBs en pointillés et les XRFs en trait plein, générés par notre simulation. Cette distribution est en accord avec celle des sursauts longs observés par BATSE, qui est centrée sur 20 s (voir la figure 1.2.2). On remarque que les XRFs sont en moyenne plus longs d'un facteur 1.5 que les GRBs. Cette caractéristique n'est pas due à la dilatation temporelle due au redshift, mais à une durée intrinsèque plus longue. En effet d'après l'équation 4.33, on déduit que  $E_p \propto \tau^{-1/2}$  (pour  $x = y = 1/4$ ), c'est à dire que les sursauts avec un faible  $E_p$  sont plus long. Cette équation met en évidence la relation durée-dureté observée pour les sursauts de BATSE [75] (voir section 1.2.4).

#### Distribution du facteur de Lorentz moyen du vent $\bar{\Gamma}$ :

La figure 4.14 montre la distribution du facteur de Lorentz moyen  $\bar{\Gamma}$  du vent pour les GRBs en pointillés et les XRFs en trait plein. La distribution initiale est représentée en pointillés fins. La distribution du facteur de Lorentz moyen des GRBs suit à peu près la distribution initiale, alors qu'on peut remarquer que les XRFs sont plutôt favorisés par de grandes valeurs de  $\bar{\Gamma}$ .

Cette caractéristique est comme dans le cas des durées une conséquence de l'équation 4.33, de laquelle on peut déduire:  $E_p \propto \bar{\Gamma}^{-1/2}$  (pour  $x = y = 1/4$ ). Pour obtenir des sursauts mous et efficaces (c'est à dire détectables par les instruments), il est nécessaire

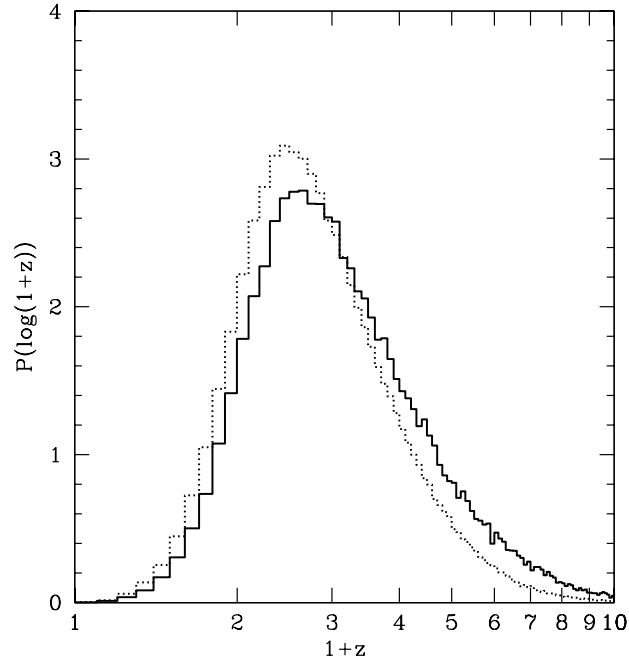


FIG. 4.12 – *Distribution du redshift pour les sursauts générés par la simulation: en pointillés les GRBs et en trait plein les XRFs.*

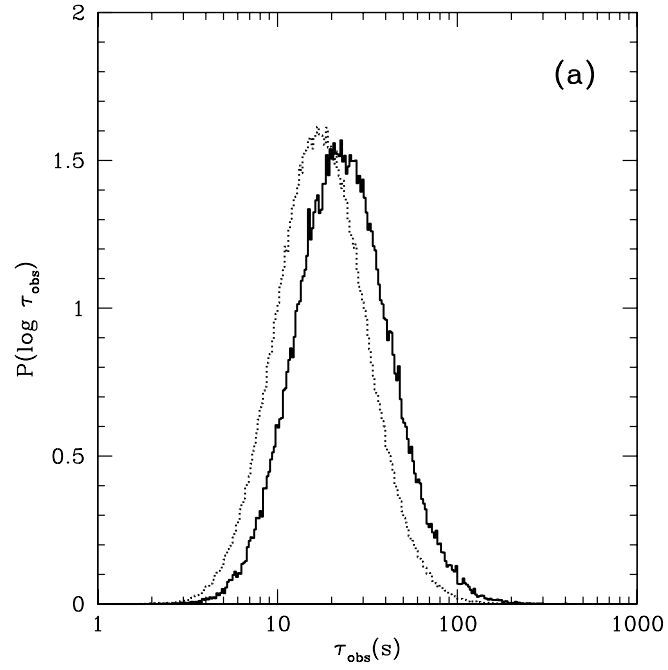


FIG. 4.13 – *Distribution des durées observées  $\tau_{obs} = (1+z) * \tau$  pour les GRBs en pointillés et les XRFs en trait plein. La normalisation adoptée est  $\int P(\text{Log}\tau_{obs})d\text{Log}\tau_{obs} = 1$ .*

d'avoir un grand  $\bar{\Gamma}$ .

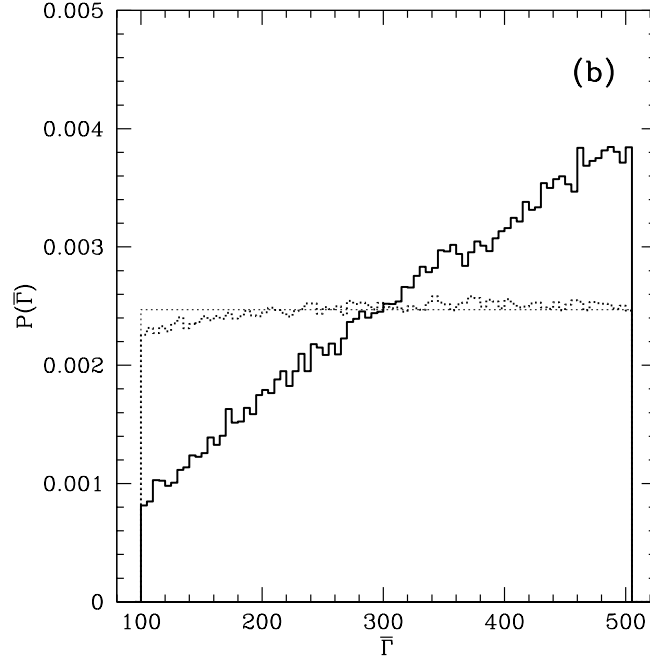


FIG. 4.14 – *Distribution du facteur de Lorentz moyen  $\bar{\Gamma}$  du vent. En pointillés, les GRBs et en trait plein les XRFs et pointillés fins la distribution initiale. La normalisation adoptée est  $\int_{100}^{500} P(\text{Log}\bar{\Gamma})d\text{Log}\bar{\Gamma} = 1$ .*

#### Distribution du contraste de facteur de Lorentz $k$ :

La figure 4.15 montre la distribution du contraste du facteur de Lorentz  $k = \frac{\Gamma_{max}}{\Gamma_{min}}$ , en pointillés pour les GRBs, en trait plein pour les XRFs et en pointillés fins pour la distribution initiale. Cette figure est celle pour laquelle la différence entre les GRBs et les XRFs est la plus frappante. Les XRFs sont produits par un vent dans lequel le contraste du facteur de Lorentz est petit et n'excède pas 3. La distribution pour les XRFs est centrée autour de  $k = 1.3$  et les XRFs ne peuvent être obtenus pour des valeurs de  $k$  supérieures à 4. Les GRBs commencent à être notablement produits pour des valeurs de  $k$  supérieures à 2.

Ce résultat est compréhensible puisque les petites valeurs de  $k$  produisent des chocs sont moins violents et conduisent à une énergie émise plus faible. Le fait que les XRFs soient principalement produits pour de petits  $k$  entraîne une efficacité du processus qui est particulièrement faible. D'après l'équation:

$$f = \frac{e}{Mc^2(\Gamma_{max} + \Gamma_{min})} = \frac{k^{1/2} + k^{-1/2} - 2}{k^{1/2} + k^{-1/2}} \quad (4.37)$$

avec de petites valeurs de  $k$ , l'efficacité est proche de quelques pourcent. On comprend alors pourquoi pour produire des XRFs qui soient détectables par les instruments, il est nécessaire d'avoir un grand  $\bar{\Gamma}$ .

#### Distribution de l'énergie injectée $\dot{E}$ :

La figure 4.16 montre la distribution de l'énergie injectée  $\dot{E}$  pour les deux populations.



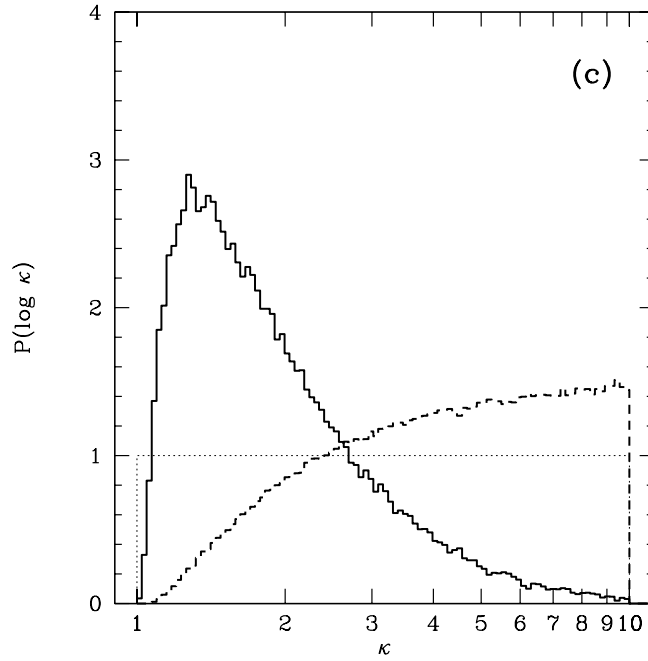


FIG. 4.15 – *Distribution du contraste du facteur de Lorentz  $k$ , en pointillés pour les GRBs, en trait plein pour les XRFs et en pointillés fins pour la distribution initiale. La normalisation adoptée est  $\int_0^1 P(\text{Log}k) d\text{Log}k = 1$ .*

Le point important est que ces deux distributions sont très similaires. Dans les deux cas, ce sont les grandes valeurs de  $\dot{E}$  qui sont favorisées. En effet les événements avec des petits  $\dot{E}$  ne sont pas détectés.

La figure 4.17 montre la distribution de l'énergie dissipée  $E_{diss}$  pour les XRFs et les GRBs. Les deux distributions ont un maximum respectif de  $7.10^{51}$  erg et  $6.10^{52}$  erg et s'étendent jusqu'à  $2.10^{53}$  erg et  $10^{54}$  erg. La différence entre les deux courbes est due à la faible efficacité des chocs qui produisent les XRFs, due au petit contraste de facteur de Lorentz  $k$ . A quantité d'énergie injectée identique, l'énergie dissipée est plus faible dans le cas des XRFs.

#### Relation d'Amati:

A partir des sursauts gamma générés par ce modèle, il est possible de vérifier si ces sursauts suivent la relation d'Amati [2] entre l'énergie isotropique émise et la valeur du  $E_p$  à la source (voir section 1.2.7 et 3.2.4). On suppose qu'une fraction constante  $f_e$  de l'énergie dissipée est transférée aux électrons puis rayonnée. La figure 4.18 montre cette relation pour 3000 sursauts synthétiques et  $f_e = 0.3$ . Les gros points représentent les sursauts détectables par HETE-2 et la ligne, le meilleur ajustement pour l'échantillon de HETE-2 donné par:

$$E_p = 200 \left( \frac{E_{rad}}{10^{52}\text{erg}} \right)^{0.46} \text{ keV} \quad (4.38)$$

L'indice de la pente est proche de celui trouvé par Amati (0.5). On remarque cependant une dispersion importante autour de cette droite, qui n'est pas pour le moment observée pour les sursauts d'Amati. Une plus grande statistique pour cette relation permettra de

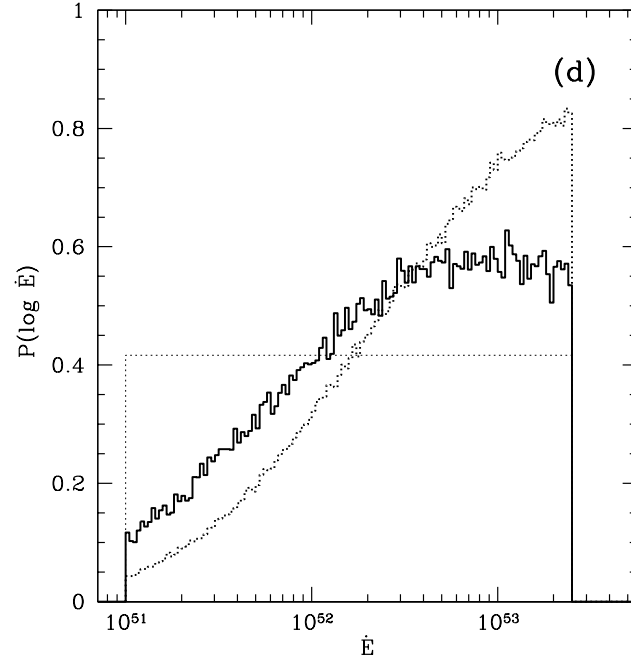


FIG. 4.16 – Distribution de l'énergie injectée  $\dot{E}$ , en pointillés pour les GRBs, en trait plein pour les XRFs et en pointillés fins pour la distribution initiale. La normalisation adoptée est  $\int_{51}^{53.4} P(\text{Log } \dot{E}) d\text{Log } \dot{E} = 1$ .

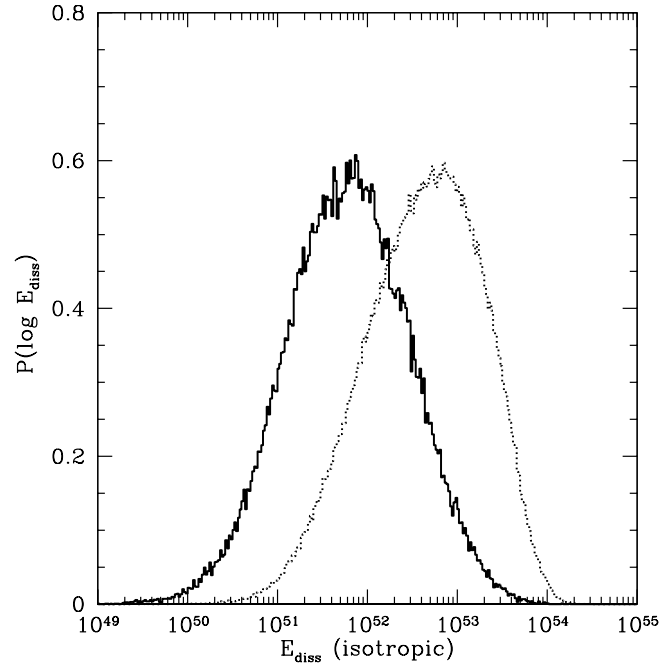


FIG. 4.17 – Distribution de l'énergie dissipée  $E_{\text{diss}}$  pour les GRBs (en pointillés) et les XRFs (en trait plein).

trancher sur la dispersion et de contraindre les modèles afin que les simulations reproduisent les observations.

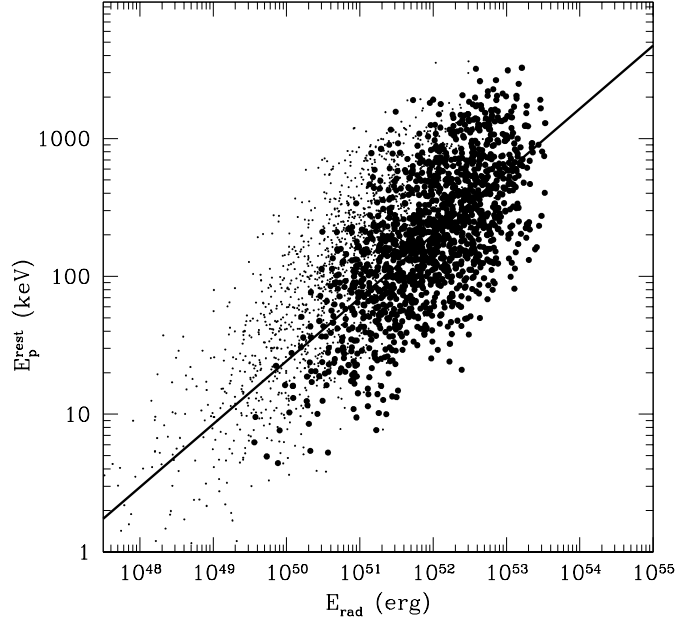


FIG. 4.18 – Relation d'Amati pour les 3000 sursauts synthétiques. Les gros points représentent les sursauts détectables par HETE-2, et la ligne le meilleur ajustement pour l'échantillon de HETE-2.

#### 4.3.5 Interprétations

Cette étude nous a permis de confirmer différents résultats précédemment établis et de déterminer des propriétés intrinsèques des XRFs simulés intéressantes.

- La distribution des redshifts a tout d'abord confirmé une nouvelle fois que les **XRFs ne sont pas des sursauts à grands redshifts**. J'ai montré cette caractéristique une première fois avec les données de HETE-2 sur les sursauts dont le redshift avait pu être déterminé (voir section 3.3), puis avec le premier modèle simplifié présenté dans la section 4.3. La confirmation observationnelle de ce résultat a débuté avec la détermination du premier redshift d'un XRF à  $z = 0.25$  (GRB 020903 [128]), mais reste à confirmer.
- La distribution des  $E_p$  et le diagramme mollesse-intensité montre que le modèle des chocs internes est capable de produire des sursauts gamma qui présentent les différentes caractéristiques observées. On prouve ainsi que comme les XRFs peuvent être produits avec le même modèle que celui qui reproduit les sursauts gamma, ces deux populations sont **issues du même phénomène physique** et forment une classe unique. Ces deux figures prédisent aussi que la population des sursauts mous est peut être encore plus importante que celle que l'on observe aujourd'hui avec HETE-2. Les futures missions comme ECLAIRs (2008) qui observeront les sursauts gamma dans des gammes d'énergie très basses (X-mou) seront en mesure de détecter ce genre d'évènements très mous s'ils existent.

- Les distributions des paramètres intrinsèques du vent: facteur de Lorentz moyen, contraste du facteur de Lorentz, durée et énergie injectée nous permettent de montrer que, dans le cadre de nos simulations, les XRFs sont produits par des vents au sein desquels le **contraste du facteur de Lorentz entre les couches est petit**. Ce petit contraste entre les vitesses des couches implique que les chocs sont moins violents et donc que le sursaut est plus mou. Cependant un petit contraste entre les couches, associé aux valeurs typiques des autres paramètres pour produire des GRBs, entraîne une très faible efficacité des chocs, de l'ordre de quelques pourcents. C'est pour compenser cette faible efficacité que le facteur de Lorentz moyen  $\bar{\Gamma}$  du vent ont des valeurs plus importantes dans le cas des XRFs que dans celui des GRBs.

Il faut cependant prendre les résultats de ces simulations avec précaution. En effet, ce ne sont que des prédictions, et le modèle étudié est très simple. Cette étude mériterait d'être faite avec le modèle que j'ai présenté dans la partie 4.3. De plus, ces simulations ne prennent pas en compte les effets d'angle.

D'autres modèles (voir section 3.3.4) ont été étudiés pour expliquer les XRFs, en regardant les effets d'angles et la structure du jet, on peut citer de nouveau: un modèle explique les XRFs comme étant des GRBs vu à grand angle [142], un modèle de jet structuré dans lequel le facteur de Lorentz et l'énergie changent en fonction de l'angle de visée [115], un modèle de jet unifié dans lequel les XRFs seraient expliqués par des angles d'ouverture du jet plus grand [82]...

Le modèle que j'ai étudié permet de reproduire des XRFs et les prédictions que nous en avons déduites seront peut être confirmées par de futures observations.

## 4.4 Nature des XRFs

Dans ce chapitre, j'ai abordé le côté théorique des sursauts gamma. Bien que les études que j'ai faites sur le modèle des chocs internes soient très simples, j'ai pu relier de façon efficace les observations et la théorie. Je me suis familiarisée avec le modèle des chocs internes et j'ai réussi à créer des liens avec les observations pour expliquer les XRFs. Ce travail m'a permis d'avoir une vue d'ensemble de la théorie des sursauts gamma, orientant les études faites à partir des observations et inversement.

Tout d'abord la distribution du paramètre  $\alpha$  dans la section 3.1.1 qui est en accord avec la théorie. Puis l'observation d'une seconde cassure à basse énergie dans les spectres des sursauts gamma. Cette seconde cassure est prédite par la théorie et j'ai pu faire le lien entre l'observation et la théorie.

Enfin en ce qui concerne la nature des X-Ray Flashes, l'étude théorique m'a permis non seulement de montrer que les résultats que j'avais obtenus avec les modèles théoriques sont en accord avec les observations, mais aussi de faire des prédictions sur la manière dont ils sont créés. Etudier la nature des XRFs fut une partie très importante dans ma thèse non seulement du point de vue observationnel, mais aussi du point de vue théorique. Grâce aux observations, nous avons été en mesure de définir des caractéristiques "fiables" des XRFs telles que la distribution des paramètres spectraux qui est identique à celles des GRBs, excepté pour le pic d'énergie. Ces caractéristiques nous ont permis de contraindre observationnellement les modèles des sursauts gamma, de manière à dégager des propriétés spécifiques des XRFs, et donc des sursauts gamma dans leur ensemble.

Nous avons essentiellement confirmé le fait que les XRFs et les GRBs sont issus du même phénomène physique, et que le modèle des chocs internes reproduisait correctement les observations. D'un point de vue observationnel, les XRFs et XRRs sont des **sursauts gamma mou**, c'est à dire que la valeur du pic d'énergie se situe à plus basse énergie que dans le cas des sursauts gamma. D'un point de vue théorique, nous avons montré que les XRFs pouvaient être produits par le modèle des chocs internes et avaient la particularité d'avoir des **contrastes du facteur de Lorentz** entre les différentes couches plus petits que dans le cas des sursauts gamma. Les XRFs, sont issus de vents plus rapides en moyenne, mais moins efficaces au niveau des chocs.

# Conclusion

Quelques mois avant le début de ma thèse, HETE-2 détecta son premier sursaut "mou", GRB010213. Ce fut le premier d'une longue série puisque près des trois quarts des sursauts détectés par HETE-2 sont classés X-Ray Flash ou sursauts X-Ray Rich. Ces deux classes de sursauts sont basées sur des limites arbitraires permettant de différencier ces sursauts des sursauts gamma "classiques" détectés par BATSE. La première définition pour ces sursauts mous fut donnée en 2001 [62]. Il existait alors deux classes de sursauts distincts: les mous, appelés X-Ray Flashes et les durs, les sursauts gamma. Ces deux classes étaient à l'époque bien séparées car les instruments utilisés, couvraient des gammes d'énergie distinctes, non contiguës. HETE-2, venait d'être lancé (octobre 2000) et avait la particularité de recouvrir avec ses deux instruments principaux, FREGATE (détecteur gamma) et la WXM (détecteur X), une large gamme d'énergie continue, s'étendant de 2 keV à 400 keV.

C'est dans ce contexte d'évolution rapide de la compréhension des sursauts gamma, à travers les différentes détections de HETE-2 que j'ai mené l'étude spectrale de l'émission prompt des sursauts gamma. Parallèlement à ces observations, j'ai étudié un modèle théorique décrivant l'émission prompt qui permet de produire tous les types de sursauts gamma. J'ai ainsi déterminé les caractéristiques spectrales de l'émission prompt des sursauts de HETE-2 et obtenu des résultats observationnels et théoriques sur la nature de ces sursauts particulièrement mous.

L'étude spectrale est basée sur 64 sursauts détectés par HETE-2 entre Octobre 2000 et Avril 2004. Ces sursauts ont la caractéristique d'être dans le champ de vue de FREGATE, avec un angle d'incidence inférieur à  $60^\circ$ . L'échantillon des sursauts étudiés est constitué de 19 X-Ray Flashes (sursauts dont la dureté est inférieure à 1), 23 sursauts X-Ray Rich (dureté comprise entre 1 et 3.3) et 22 sursauts gamma (dureté supérieure à 3.3). Je me suis limitée à l'étude du spectre intégré pendant la durée totale du sursaut. Les principaux résultats de l'étude spectrale de l'échantillon total des sursauts de HETE-2 sont les suivants:

- La **distribution du paramètre  $\alpha$** , indice de la pente à basse énergie est en **parfait accord avec les prédictions des modèles mettant en jeu une émission synchrotron**. L'étude du processus synchrotron permet de déterminer deux limites, inférieure et supérieure, pour la valeur de  $\alpha$ . La distribution obtenue à partir des spectres intégrés sur la durée totale des sursauts est confinée dans ces limites, favorisant le processus synchrotron comme processus principal à l'œuvre dans le mécanisme d'émission des sursauts gamma.
- La **distribution de  $E_p$** , paramètre spectral caractéristique d'un sursaut, est en fait **très large** et s'étend à plus basse énergie que celle des sursauts de BATSE. Les sursauts "mous" détectés par HETE-2 sont ceux qui ont un  $E_p$  faible.

- La **relation dureté-intensité** est observée sur près de trois décades en intensité. De cette relation ont été déterminées les différentes classes de sursauts. Elle montre que ces classes forment un continuum, favorisant l'idée qu'elles sont toutes issues d'un même phénomène.

L'étude spectrale des sursauts X-Ray Flashes et X-Ray Rich de HETE-2 a permis de montrer qu'ils **n'étaient pas des sursauts gamma à grand redshift**, première hypothèse proposée. Cette caractéristique est confirmée par la détection de nombreux afterglows de sursauts X-Ray Rich qui présentent les mêmes propriétés que les afterglows des sursauts gamma "classiques" et du redshift du plus mou des sursauts détectés par HETE-2, GRB020903, à  $z = 0.25$ . J'ai montré que les XRFs présentaient les mêmes caractéristiques spectrales (distribution de  $\alpha$ ,  $\beta$ , durée...) que les sursauts gamma classiques. L'unique différence vient du fait que leur pic d'énergie  $E_p$  (et donc la valeur de leur dureté) se situe à plus basse énergie, inférieure à 50 keV (valeur de la dureté inférieure à 1). Ces sont donc simplement des **sursauts gamma "mous"**.

Ayant confirmé que les XRFs présentaient les mêmes caractéristiques spectrales que les sursauts gamma, cela montre qu'ils sont issus du même phénomène physique. J'ai alors utilisé un modèle théorique qui décrit le mécanisme des **chocs internes**, chocs à l'origine de l'émission prompte des sursauts gamma. Ce modèle très simplifié permet de générer, à partir de simulations numériques, un nombre très important de sursauts gamma et de fournir leurs caractéristiques observationnelles et intrinsèques. En comparant les résultats de ces simulations avec les observations effectuées à partir des sursauts de HETE-2, j'ai déterminé les caractéristiques intrinsèques des sursauts X-Ray Flashes. J'ai montré que ces sursauts pouvaient être produits par des vents relativistes dont le **contraste du facteur de Lorentz entre les couches était particulièrement petit**. Ce petit contraste engendre des chocs peu énergétiques, caractéristique des XRFs. Afin de compenser la faible efficacité de ces chocs, on remarquera que le facteur de Lorentz moyen du vent et les énergies injectées sont légèrement supérieurs à ceux qui produisent des sursauts gamma "classiques".

J'ai donc montré que les XRFs étaient simplement des sursauts gamma produits par des chocs moins énergétiques (petites valeurs du contraste du facteur de Lorentz).

Un dernier résultat important que je désire mentionner dans cette conclusion est **l'observation d'une seconde cassure à basse énergie** dans les spectres de deux sursauts gamma particulièrement brillants de FREGATE. Le modèle utilisé couramment pour ajuster les spectres des sursauts gamma est défini par deux lois de puissance connectées de manière continue. Ce modèle avait été créé afin d'ajuster les spectres des sursauts gamma détectés par BATSE, sursauts largement plus énergétiques dans l'ensemble que ceux de HETE-2. La large gamme d'énergie de HETE-2 qui se situe à des énergies particulièrement basses (2–400 keV) m'a permis d'étudier précisément la partie basse énergie des spectres. J'ai montré que dans le cas de deux sursauts, une cassure supplémentaire est nécessaire pour ajuster les spectres. Cette cassure peut être interprétée de deux manières: une première phénoménologique (addition de plusieurs spectres élémentaires) et une seconde théorique (les modèles théoriques mettant en jeu le processus synchrotron).

Les différents résultats présentés dans cette thèse montrent que la compréhension des sursauts gamma est loin d'être établie. L'influence de l'instrument étudié est importante, l'instrument idéal d'observation des sursauts gamma couvrirait une gamme d'énergie s'étendant de quelques keV à plusieurs MeV. La technologie de détection des rayons gamma connaît actuellement de réels progrès qui permettront dans un futur plus

ou moins proche de comprendre le mécanisme d'émission des sursauts gamma. J'ai peu parlé dans cette conclusion de l'avancée théorique concernant l'émission de l'afterglow. HETE-2 a permis en effet, grâce à ses détections en temps réels des sursauts gamma, de mieux comprendre ce mécanisme, et les futures expériences sont mises en œuvre de telle sorte que ces détections soient améliorées. Les prochaines années verront donc l'afterglow dévoiler petit à petit ses derniers mystères, tandis que l'émission prompte devra probablement attendre pour être comprise, l'avènement d'instruments couvrant une large gamme d'énergie. Cette thèse montre aussi qu'il est important de relier les observations et la théorie qui sont intimement liées.

Depuis 30 ans que les sursauts gamma intriguent autant les observateurs que les théoriciens, l'avenir du domaine s'annonce particulièrement prometteur, avec les nouveaux instruments, et il ne reste plus qu'à espérer que l'on finira un jour par comprendre toutes les facettes de ces phénomènes particulièrement violents que sont les sursauts gamma.



## Annexe A

# Emission synchrotron

### Spectres issus de l'émission synchrotron: [119]

Dans le repère en comouvement:

#### Spectre pour un électron

Le spectre issu de l'émission synchrotron d'un électron seul est une loi puissance d'indice 1/3 avec une cassure exponentielle à la fréquence synchrotron  $\nu_{syn}$ . La puissance de l'émission synchrotron est définie par

$$P_\nu(\gamma_e) = K_1 B \Phi \left( \frac{\nu}{\nu_{syn}(\gamma_e)} \right),$$

avec

$$\nu_{syn}(\gamma_e) = K_2 B \gamma_e^2$$

$$\Phi(x) \propto \begin{cases} x^{1/3} & x < 1 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

#### Spectre pour une loi de puissance

Soit une distribution d'électrons suivant une loi de puissance:

$$N(\gamma_e) = (p-1) \frac{N_e}{\gamma_m} \left( \frac{\gamma_e}{\gamma_m} \right)^{-p} \quad \text{pour } \gamma_e \geq \gamma_m$$

avec  $\int_{\gamma_m}^{+\infty} d\gamma_e N(\gamma_e) = N_e$  le nombre total d'électrons relativistes.

Le spectre rayonné par émission synchrotron est donné par:

$$L_\nu = \int_{\gamma_m}^{+\infty} d\gamma_e N(\gamma_e) P_\nu(\gamma_e).$$

Soit  $\gamma_\nu = \left( \frac{\nu}{K_2 B} \right)^{1/2}$  le facteur de Lorentz d'un électron dont la fréquence synchrotron est égale à la fréquence  $\nu$ . D'après le premier paragraphe, les électrons tels que  $\gamma_e < \gamma_\nu$  ont une contribution négligeable au rayonnement.

$$\begin{aligned}
L_\nu &\approx \int_{Max(\gamma_m, \gamma_\nu)}^{+\infty} d\gamma_e N(\gamma_e) K_1 B \left[ \frac{\nu}{\nu_{syn}(\gamma_e)} \right]^{1/3} \\
&\approx (p-1) \frac{N_e}{\gamma_m} K_1 B \left( \frac{\nu}{\nu_m} \right)^{1/3} \int_{Max(\gamma_m, \gamma_\nu)}^{+\infty} d\gamma_e \left( \frac{\gamma_e}{\gamma_m} \right)^{-p} \left( \frac{\gamma_e}{\gamma_m} \right)^{-2/3}
\end{aligned} \tag{A.2}$$

où  $\nu_m = \nu_{syn}(\gamma_m)$ . On obtient alors

$$L_\nu \approx \frac{p-1}{p-1/3} N_e K_1 B \left( \frac{\nu}{\nu_m} \right)^{1/3} Max \left[ 1, \left( \frac{\gamma_\nu}{\gamma_m} \right)^{-(p-1/3)} \right]$$

Deux cas sont alors possibles:

– Si  $\nu < \nu_m$ , soit  $\gamma_\nu < \gamma_m$ , alors

$$\begin{aligned}
L_\nu &\approx \frac{p-1}{p-1/3} N_e K_1 B \left( \frac{\nu}{\nu_m} \right)^{1/3} \\
&\propto \nu^{1/3}
\end{aligned} \tag{A.3}$$

– Si  $\nu > \nu_m$ , soit  $\gamma_\nu > \gamma_m$ , alors

$$\begin{aligned}
L_\nu &\approx \frac{p-1}{p-1/3} N_e K_1 B \left( \frac{\nu}{\nu_m} \right)^{1/3} \left( \frac{\gamma_\nu}{\gamma_m} \right)^{-(p-1/3)} \\
&\approx \frac{p-1}{p-1/3} N_e K_1 B \left( \frac{\nu}{\nu_m} \right)^{-\frac{p-1}{2}} \\
&\propto \nu^{-\frac{p-1}{2}}
\end{aligned} \tag{A.4}$$

Pour un observateur, le flux observé sera donc

$$F_\nu = \frac{L_\nu}{4\pi D^2} = \frac{1}{4\pi D^2} N_e K_1 \Gamma B \begin{cases} \left( \frac{\nu}{\Gamma \nu_m} \right)^{1/3} & \text{si } \nu < \Gamma \nu_m \\ \left( \frac{\nu}{\Gamma \nu_m} \right)^{-(\frac{p-1}{2})} & \text{si } \nu > \Gamma \nu_m \end{cases} \tag{A.5}$$

Le facteur de Lorentz  $\Gamma$  du mouvement d'ensemble a été introduit par la transformation de Lorentz du référentiel en comouvement vers le référentiel fixe lié à la source.

### Cas des sursauts gamma

On est en présence d'une distribution d'électrons telle que:

$$n(\gamma_e) \propto \gamma_e^{-p} \text{ pour } \gamma_e > \gamma_m.$$

Une fréquence importante est la fréquence  $\nu_c$  correspondante au facteur de Lorentz  $\gamma_c$  pour lequel le temps de refroidissement synchrotron des électrons  $t_{syn}(\gamma)$  est égale au temps de refroidissement adiabatique du système  $t_{adiab}$ :

$$t_{syn}(\gamma_c) = t_{adiab}$$

—Si  $\gamma_m \gg \gamma_c$ , tous les électrons se refroidissent efficacement par émission synchrotron. Ce régime est dit *fast cooling*, c'est le cas attendu pendant l'essentiel de la phase

prompte. Dans ce cas, la distribution moyenne des électrons sur l'échelle de temps adiabatique est définie par:

$$n(\gamma_e) \propto \begin{cases} \gamma_e^{-2} & \gamma_c < \gamma_e < \gamma_m \\ \gamma_e^{-(p+1)} & \gamma_m < \gamma_e \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

Et on a alors:

- $\nu < \nu_c$ , l'émission est dominée par l'émission à basse énergie des électrons à  $\gamma_c$  et

$$F_\nu \propto \nu^{1/3},$$

- $\nu_c < \nu < \nu_m$ , l'émission est dominée par la loi de puissance en  $p = 2$  et donc

$$F_\nu \propto \nu^{(1-2)/2} \propto \nu^{-1/2},$$

- $\nu_m < \nu$ , l'émission est dominée par la loi de puissance en  $p = (p + 1)$  et donc

$$F_\nu \propto \nu^{(1-(p+1)/2)} \propto \nu^{-p/2}.$$

On retrouve ici les cas pour les valeurs de  $\alpha$  et  $\beta$  obtenues pour les spectres en nombres de coups:

- $N_\nu \propto \nu^{-2/3}$  d'où la première limite donnée par le synchrotron:  $\alpha = -2/3$
- $N_\nu \propto \nu^{-3/2}$  d'où la seconde limite donnée par le synchrotron:  $\alpha = -3/2$
- $N_\nu \propto \nu^{\frac{-(p+2)}{2}}$  d'où la relation entre  $\beta$  et  $p$ :  $\beta = \frac{-(p+2)}{2} = -1 - \frac{p}{2}$

— Si  $\gamma_m \ll \gamma_c$ , c'est le refroidissement adiabatique qui domine, et les électrons ne rayonnent pas efficacement, c'est le régime dit *slow cooling*. Le raisonnement dans ce cas est identique au précédent avec une distribution moyenne des électrons sur l'échelle de temps adiabatique définie par:

$$n(\gamma_e) \propto \begin{cases} \gamma_e^{-p} & \gamma_m < \gamma_e < \gamma_c \\ \gamma_e^{-(p+1)} & \gamma_c < \gamma_e \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

Ce qui donne:

- $F_\nu \propto \nu^{1/3}$  pour  $\nu < \nu_m$
- $N_\nu \propto \nu^{\frac{-(p-1)}{2}}$  pour  $\nu_m < \nu < \nu_c$
- $N_\nu \propto \nu^{\frac{-p}{2}}$  pour  $\nu_c < \nu$ .

Ce cas est à priori exclus pendant la phase d'émission gamma prompte, pour des raisons d'efficacité du processus de rayonnement.

## Annexe B

# Publications

### LISTES DES PUBLICATIONS PRINCIPALES

- *Spectral analysis of 35 GRBs/XRFs observed with HETE-2/FREGATE:*  
**C. Barraud**, J-F. Olive, J.P. Lestrade, J-L. Atteia, K. Hurley, G. Ricker, D. Q. Lamb, N. Kawai, M. Boer, J-P. Dezalay, G. Pizzichini, R. Vanderspek, G. Crew, J. Doty, G. Monnelly, J. Villaseñor, N. Butler, A. Levine, A. Yoshida, Y. Shirasaki, T. Sakamoto, T. Tamagawa, K. Torii, M. Matsuoka, E. E. Fenimore, M. Galassi, T. Tavenner, T. Q. Donaghy, C. Graziani, J.G. Jernigan  
 Astronomy and Astrophysics, 2003, 400, 1021
- *On the nature of the X-Ray Flashes:*  
**C. Barraud**, F. Daigne, R. Mochkovitch, J-L. Atteia  
 to be submitted to Astronomy and Astrophysics
- *Spectral analysis of 50 GRBs detected by HETE-2:*  
**C. Barraud**, J-L. Atteia, J-F. Olive, J-P. Lestrade, K. Hurley, G. Ricker, D. Q. Lamb, N. Kawai, M. Boer, J-P. Dezalay, G. Pizzichini, R. Vanderspek, G. Crew, J. Doty, G. Monnelly, J. Villaseñor, N. Butler, A. Levine, A. Yoshida, Y. Shirasaki, T. Sakamoto, T. Tamagawa, K. Torii, M. Matsuoka, E. E. Fenimore, M. Galassi, T. Tavenner, T. Q. Donaghy, C. Graziani, J.G. Jernigan.  
 Proceedings of the GRB 2003 Conference in SantaFe, astro-ph/0311630
- *GRB001225, the brightest burst seen by HETE-2/FREGATE*  
**C. Barraud**, J-L. Atteia, J-F. Olive, J-P. Dezalay, R. Mochkovitch, G. Ricker, N. Butler, G. Crew, R. Vanderspek, K. Hurley  
 to appear in "Gamma-ray bursts in the afterglow era", 3rd workshop, Rome 17-20 Sept. 2002

Ces quatre papiers sont en annexe.

- *First Results of HETE-2/FREGATE:*  
**C. Barraud**, J.L. Atteia, J.F. Olive, J.P. Dezalay, R. Mochkovitch.  
 Moriond Astrophysics meeting (2002) 497-500.
- *The E-peak distribution of the GRBs detected by HETE FREGATE instrument:*  
**C. Barraud**, J.L. Atteia, J.F. Olive, J.P. Dezalay, D. Q. Lamb, N. Kawai, A. Yoshida, Y. Shirasaki, T. Sakamoto, T. Tamagawa, K. Torii, M. Matsuoka, E. E. Fenimore, M. Galassi, T. Tavenner, T. Q. Donaghy, C. Graziani.  
 Woods Hole (2001) Proceedings: AIP Conf.Proc. 662 (2003) 59-62, astro-ph/0204407.

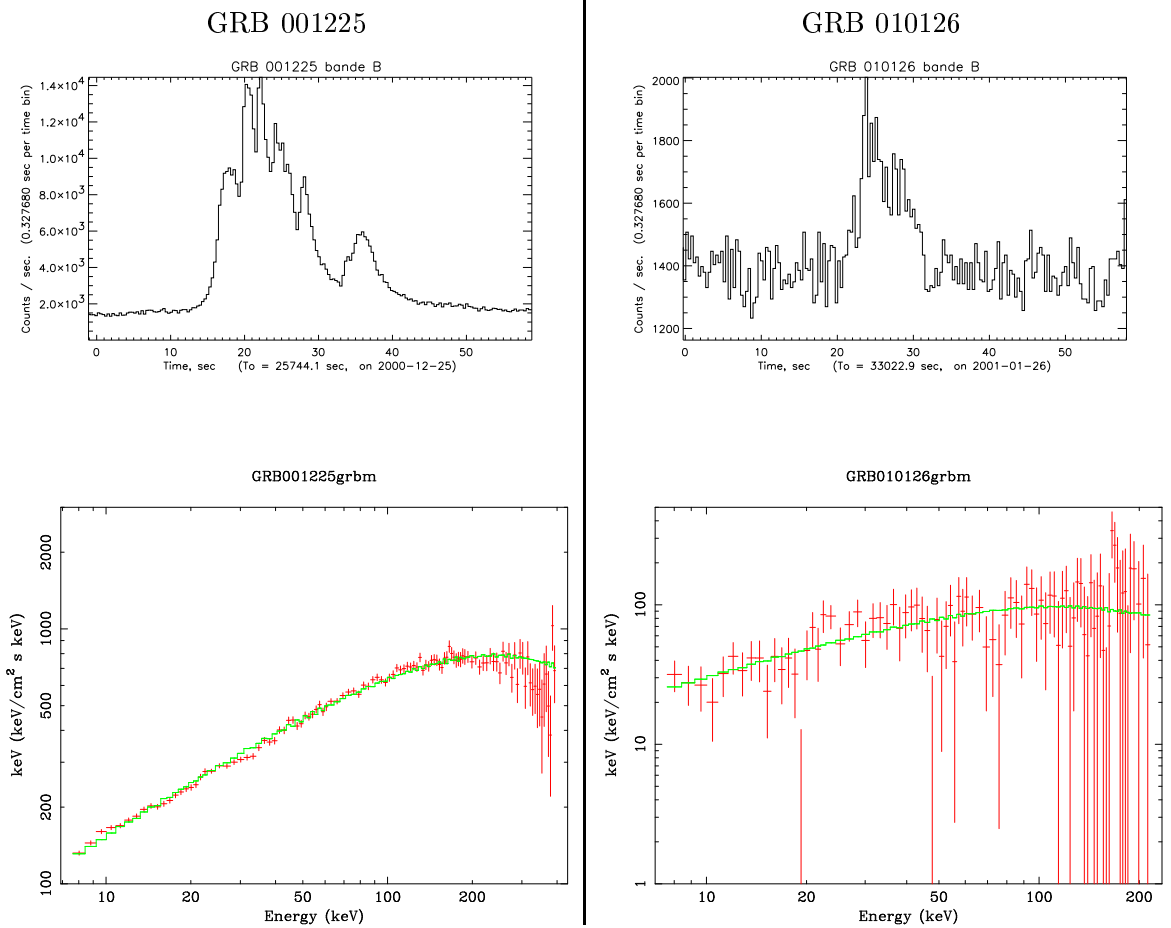
- *HETE-2 Localization and Observation of the Bright, X-Ray-rich Gamma-Ray Burst GRB 021211:*  
Crew, G. B., Lamb, D. Q., Ricker, G. R., Atteia, J.-L., Kawai, N., Vanderspek, R., Villasenor, J., Doty, J., Prigozhin, G., Jernigan, J. G., Graziani, C., Shirasaki, Y., Sakamoto, T., Suzuki, M., Butler, N., Hurley, K., Tamagawa, T., Yoshida, A., Matsuoka, M., Fenimore, E. E., Galassi, M., **Barraud, C.**, Boer, M., Dezalay, J.-P., Olive, J.-F., Levine, A., Monnelly, G., Martel, F., Morgan, E., Donaghy, T. Q., Torii, K., Woosley, S. E., Cline, T., Braga, J., Manchanda, R., Pizzichini, G., Takagishi, K., Yamauchi, M.  
Astrophysical Journal, 2003, 599, 387-393.
- *HETE Observations of the Gamma-Ray Burst GRB030329: Evidence for an Underlying Soft X-ray Component:*  
R. Vanderspek, T. Sakamoto, **C. Barraud**, T. Tamagawa, C. Graziani, M. Suzuki, Y. Shirasaki, G. Prigozhin, J. Villasenor, J. G. Jernigan, G. B. Crew, J.-L. Atteia, K. Hurley, N. Kawai, D. Q. Lamb, G. R. Ricker, S. E. Woosley, N. Butler, J. P. Doty, A. Dullighan, T. Q. Donaghy, E. E. Fenimore, M. Galassi, G. Pizzichini, M. Matsuoka, K. Takagishi, K. Torii, A. Yoshida, M. Boer, J.-P. Dezalay, J.-F. Olive, J. Braga, R. Manchanda  
submitted to ApJ, astro-ph/0401311
- *High Energy Transient Explorer 2 Observations of the Extremely Soft X-Ray Flash XRF 020903:*  
Sakamoto, T., Lamb, D. Q., Graziani, C., Donaghy, T. Q., Suzuki, M., Ricker, G., Atteia, J.-L., Kawai, N., Yoshida, A., Shirasaki, Y., Tamagawa, T., Torii, K., Matsuoka, M., Fenimore, E. E., Galassi, M., Tavenner, T., Doty, J., Vanderspek, R., Crew, G. B., Villasenor, J., Butler, N., Prigozhin, G., Jernigan, J. G., **Barraud, C.**, Boer, M., Dezalay, J.-P., Olive, J.-F., Hurley, K., Levine, A., Monnelly, G., Martel, F., Morgan, E., Woosley, S. E., Cline, T., Braga, J., Manchanda, R., Pizzichini, G., Takagishi, K., Yamauchi, M.  
Astrophysical Journal, 2004, 602, 875.
- *On the nature of X-ray Flashes:*  
R. Mochkovitch, F. Daigne, **C. Barraud**, J.-L. Atteia.  
to appear in "Gamma-ray bursts in the afterglow era", 3rd workshop, Rome 17-20 Sept. 2002, astro-ph/0303289
- *Observation and implications of the Epeak - Eiso correlation in Gamma-Ray Bursts:*  
J.-L. Atteia, G.R. Ricker, D.Q. Lamb, T. Sakamoto, C. Graziani, T. Donaghy, **C. Barraud**, the HETE-2 Science Team Proceedings of the GRB 2003 Conference in SantaFe, astro-ph/0312371.
- *Are X-ray flashes a peculiar class of (soft) gamma-ray bursts?:*  
F. Daigne, **C. Barraud**, R. Mochkovitch.  
To appear in SF2A-2002: Semaine de l'Astrophysique Francaise, meeting held in Paris, France, June 24-29, 2002, astro-ph/0212025
- *FREGATE observation of a strong burst from SGR1900+14:*  
J.-F. Olive, K. Hurley, J.-P. Dezalay, J.-L. Atteia, **C. Barraud**, N. Butler, G. B. Crew, J. Doty, G. Ricker, R. Vanderspek.  
Woods Hole 2001 GRB conference AIP Conf.Proc. 662 (2003) 82-87, astro-ph/0203080

- *In-flight verification of the FREGATE spectral response:*  
J-F. Olive, J-P. Dezalay, J-L. Atteia, **C. Barraud**, N. Butler, G. B. Crew, J. Doty, G. Ricker, R. Vanderspek Woods Hole 2001 GRB conference AIP Conf.Proc. 662 (2003) 88-90, astro-ph/0203079.
- *Scientific highlights of the HETE-2 mission:*  
Lamb, D. Q., Ricker, G. R., Atteia, J.-L., **Barraud, C.**, Boer, M., Braga, J., Butler, N., Cline, T., Crew, G. B., Dezalay, J.-P., Donaghy, T. Q., Doty, J. P., Dullighan, A., Fenimore, E. E., Galassi, M., Graziani, C., Hurley, K., Jernigan, J. G., Kawai, N., Levine, A., Manchanda, R., Matsuoka, M., Martel, F., Monnelly, G., Morgan, E., Olive, J.-F., Pizzichini, G., Prigozhin, G., Sakamoto, T., Shirasaki, Y., Suzuki, M., Takagishi, K., Tamagawa, T., Torii, K., Vanderspek, R., Vedrenne, G., Villasenor, J., Woosley, S. E., Yamauchi, M., Yoshida, A.  
New Astronomy Reviews, 2004, 48, 423-430.

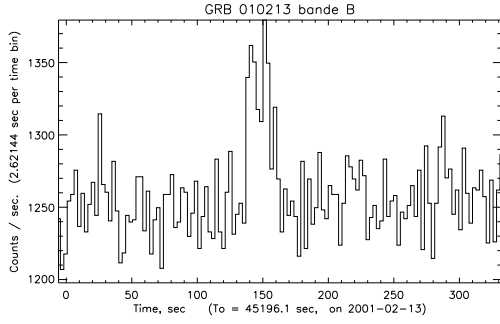
## Annexe C

## 64 sursauts de HETE-2

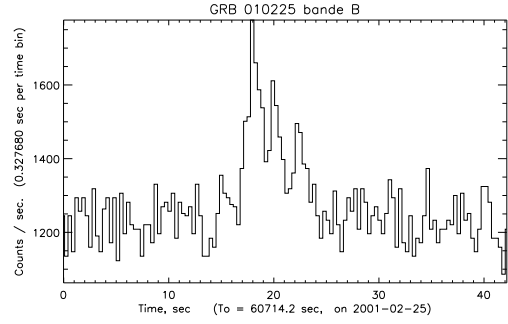
## COURBES DE LUMIERE ET SPECTRES DES 64 SURSAUTS ETUDIES



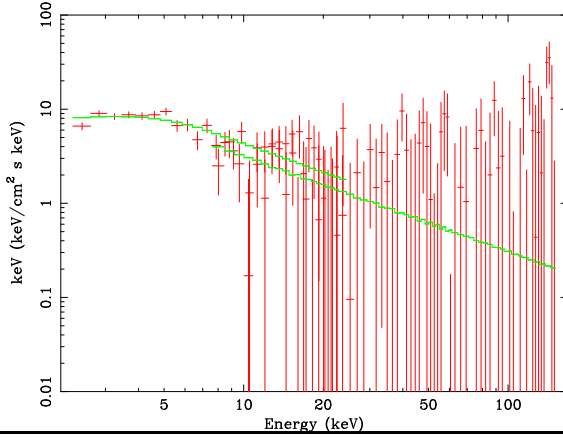
GRB 010213



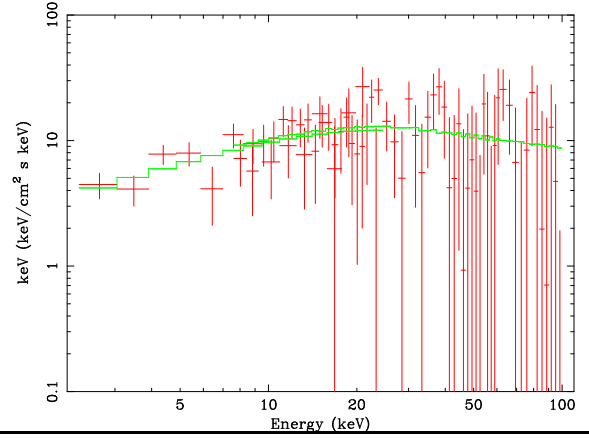
GRB 010225



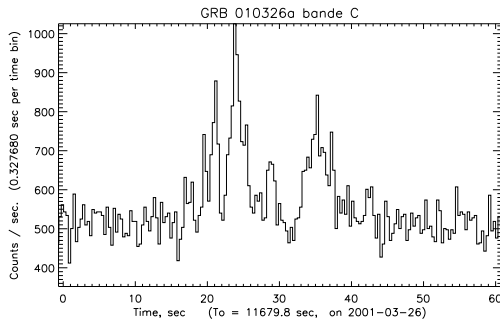
GRB010213



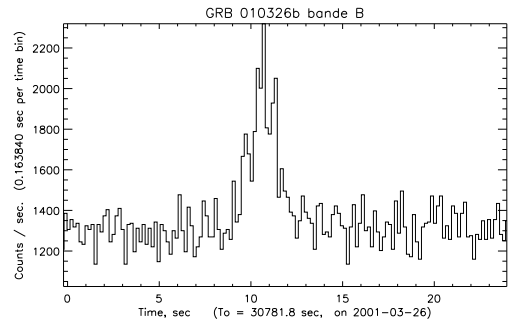
GRB010225



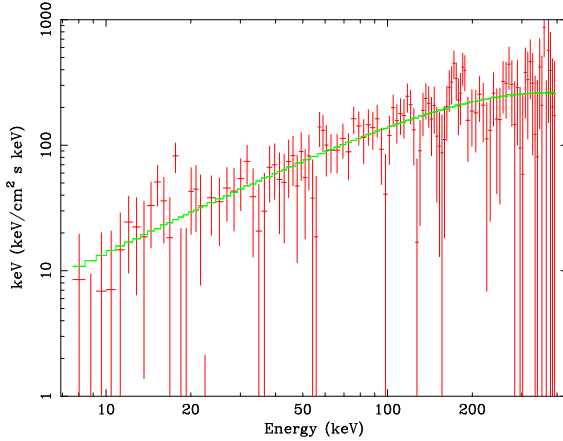
GRB 010326a



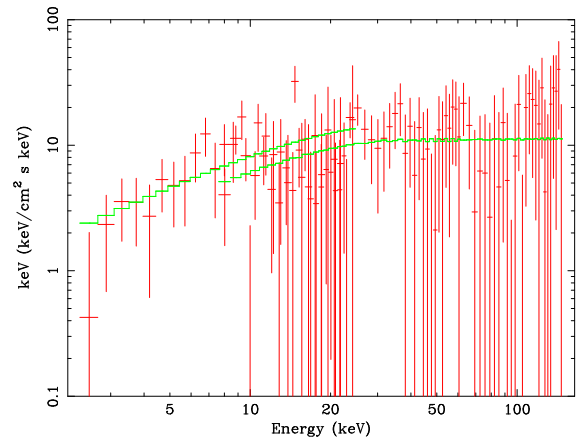
GRB 010326b



GRB010326agrbm

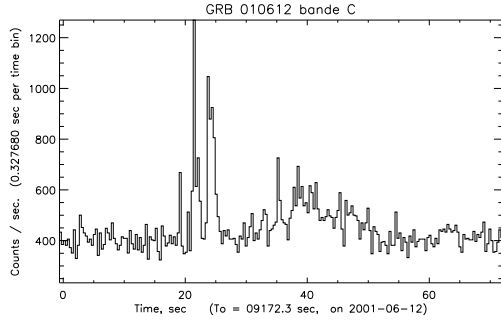


GRB010326bgrbm

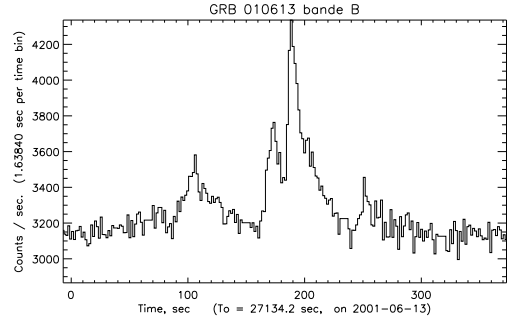




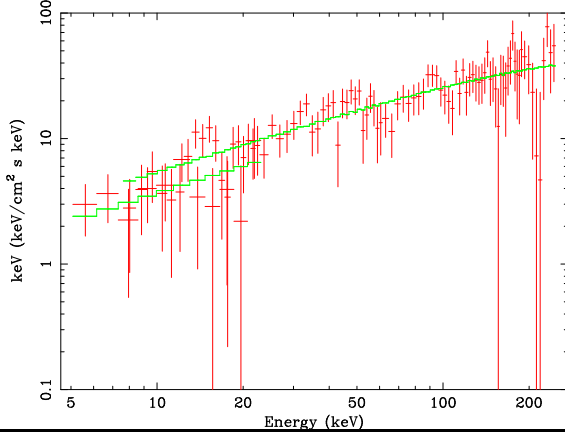
GRB 010612



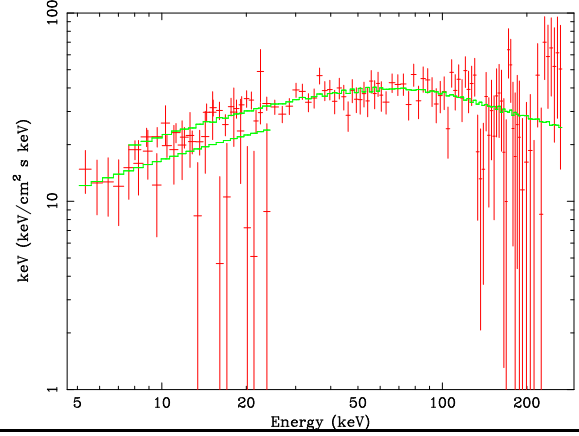
GRB 010613



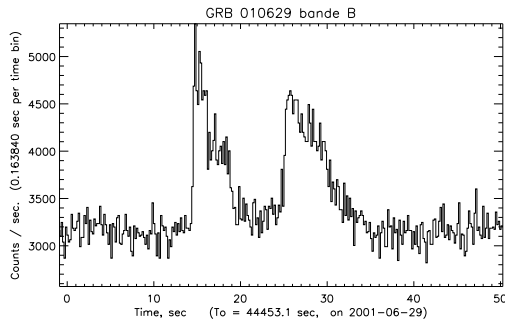
GRB010612grbm



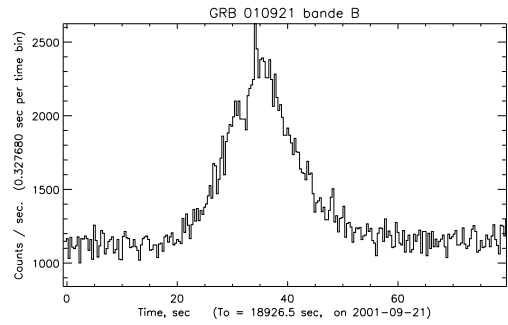
GRB010613grbm



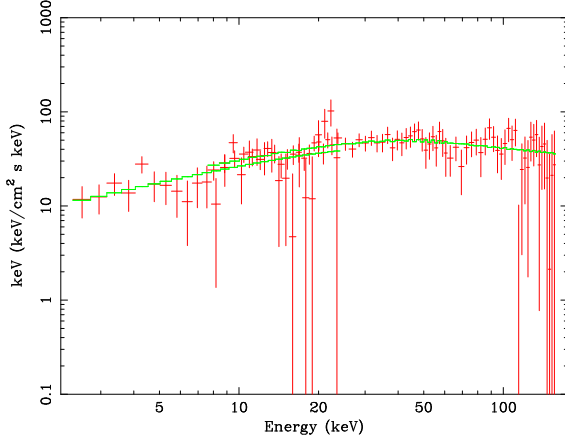
GRB 010629



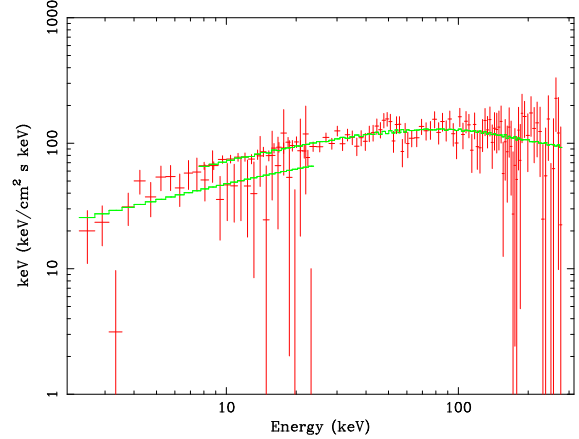
GRB 010921



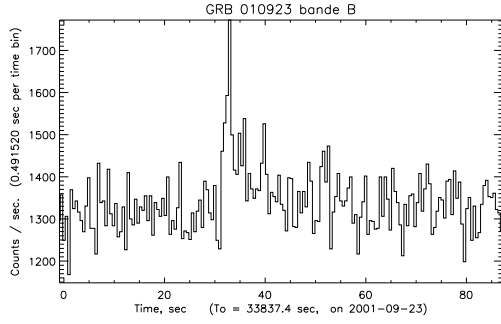
GRB010629grbm



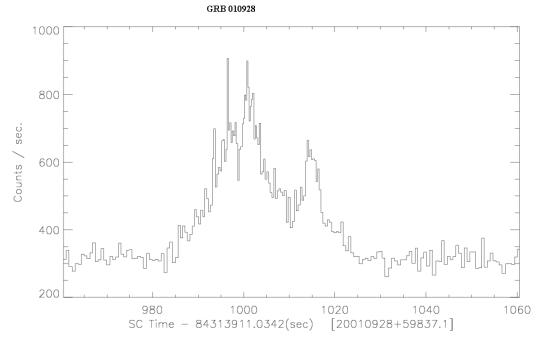
GRB010921grbm



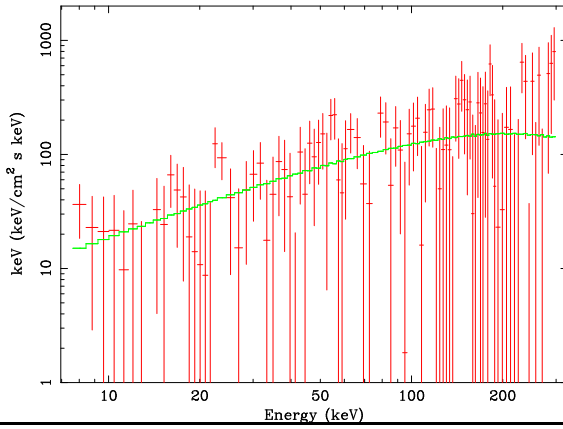
GRB 010923



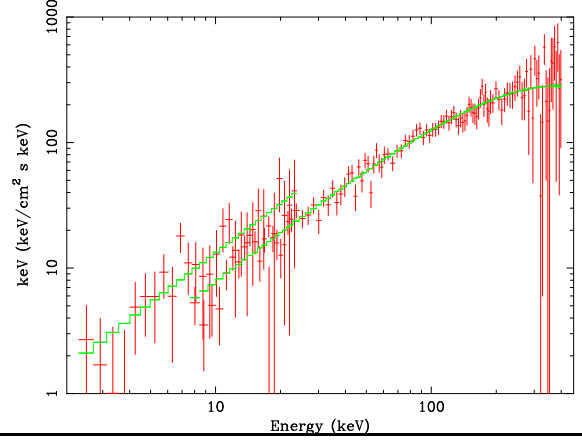
GRB 010928



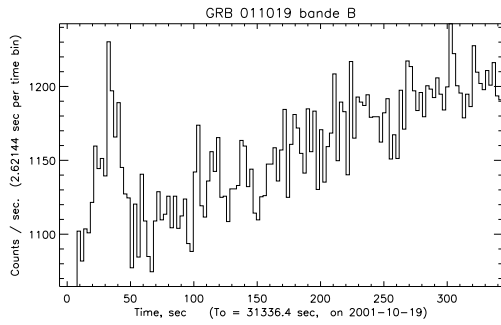
GRB010923grbm



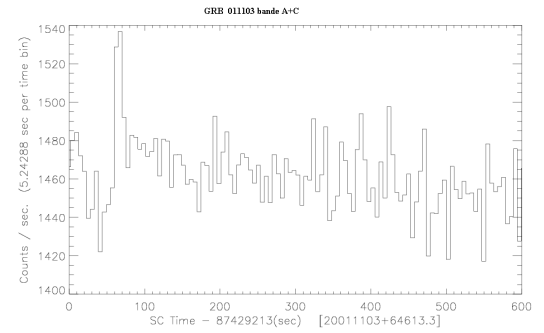
GRB010928grbm



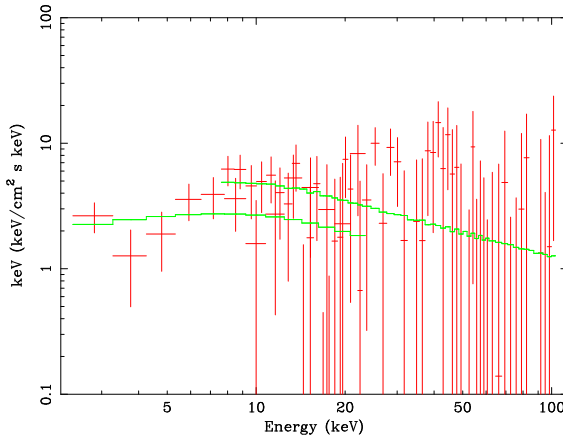
GRB 011019



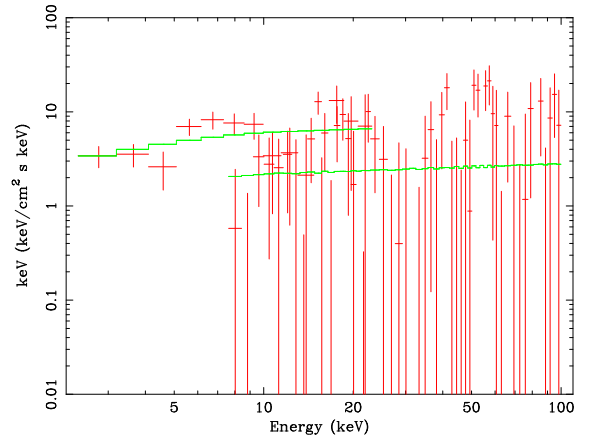
GRB 011103



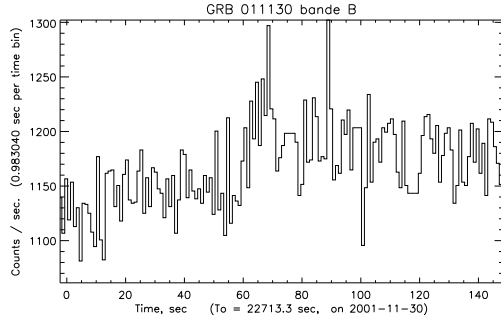
GRB011019



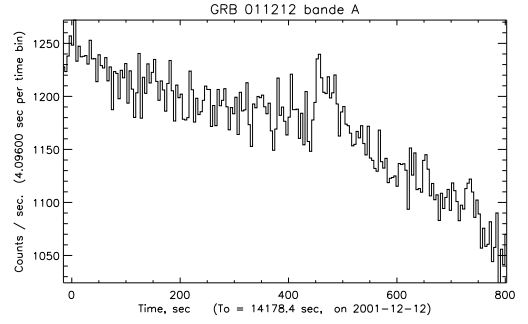
GRB011103grbm



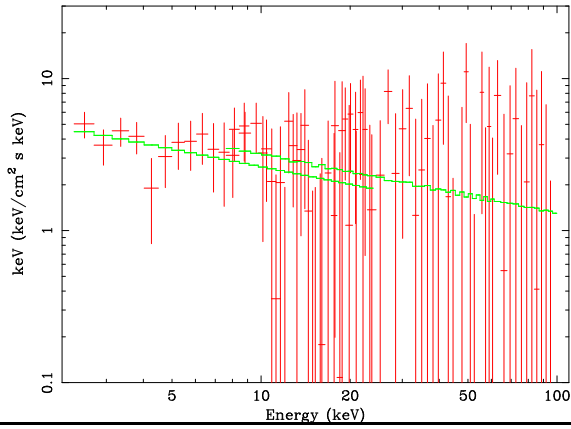
GRB 011130



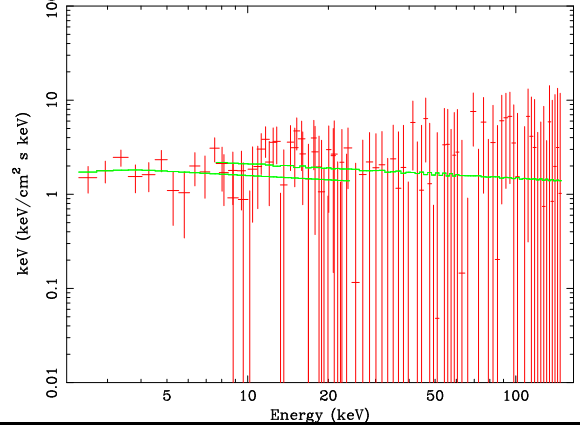
GRB 011212



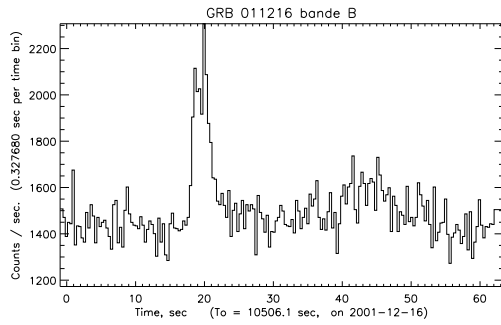
GRB0111301grbm



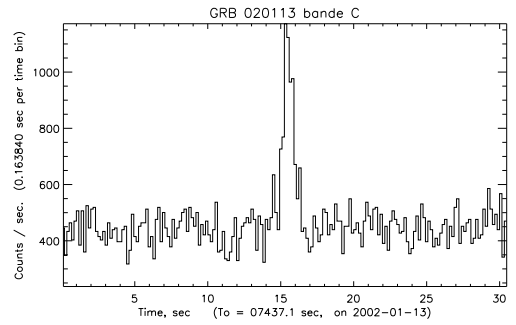
GRB011212grbm



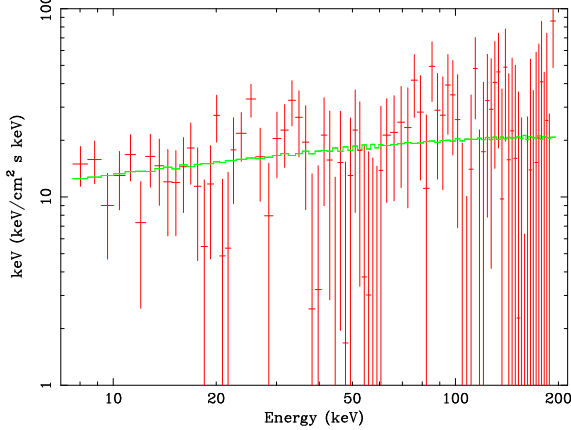
GRB 011216



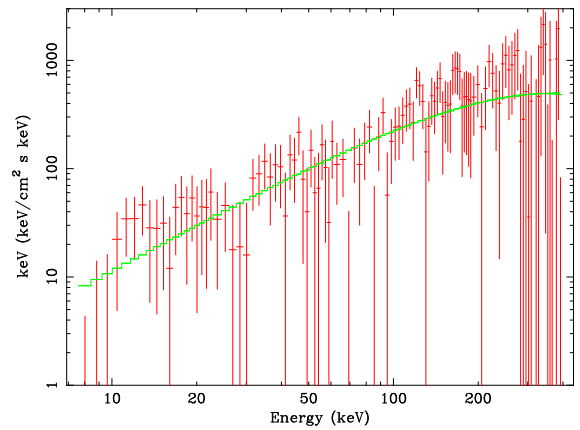
GRB 020113



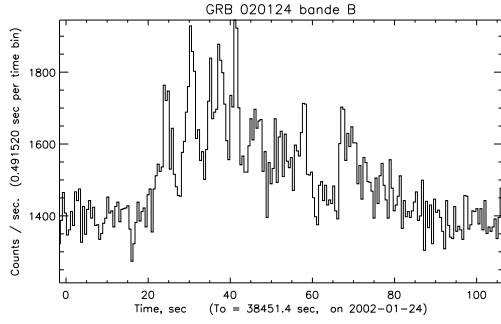
GRB011216grbm



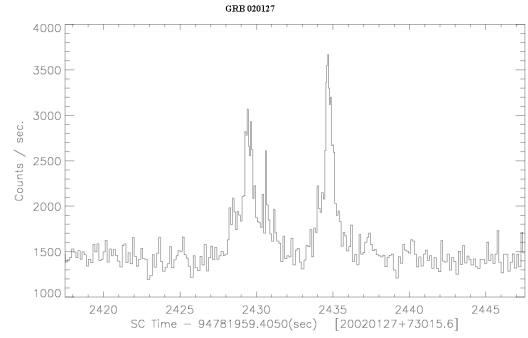
GRB020113grbm



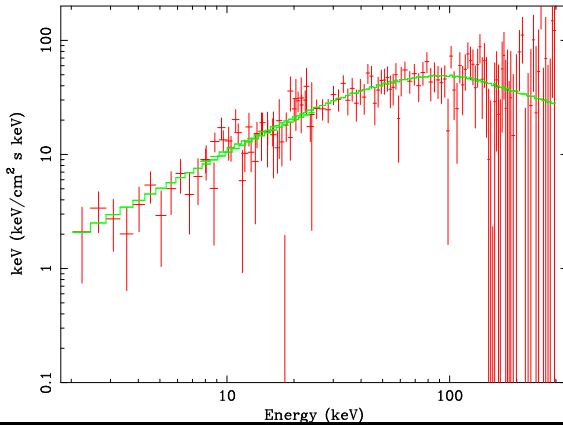
GRB 020124



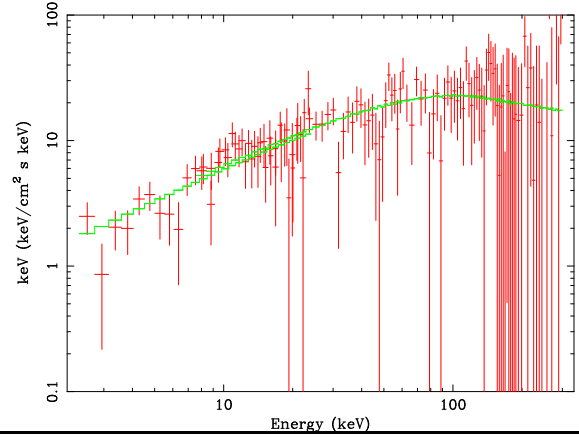
GRB 020127



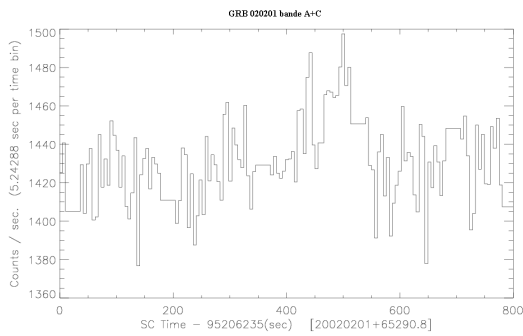
GRB020124grbm



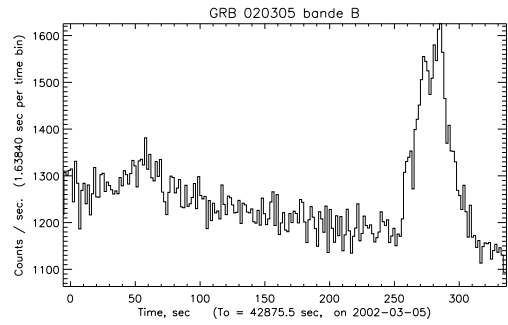
GRB020127grbm



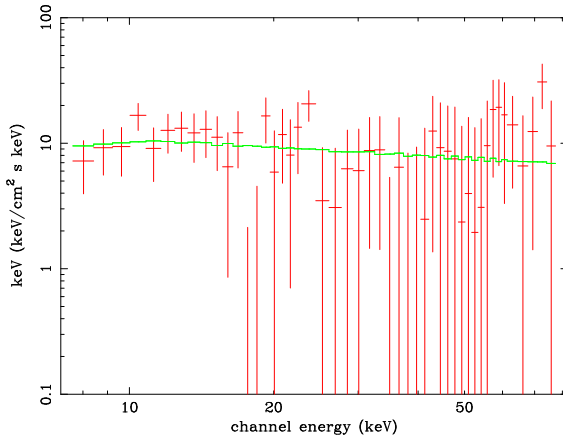
GRB 020201



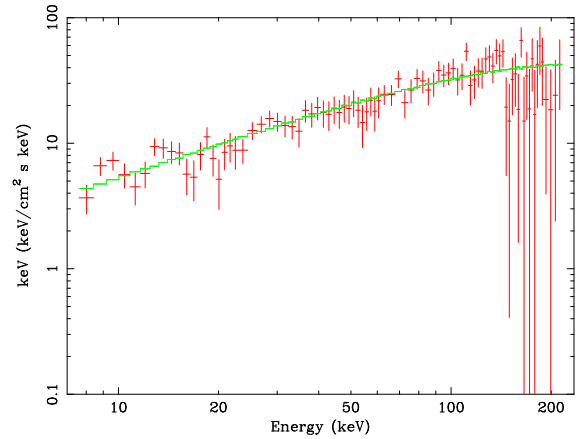
GRB 020305



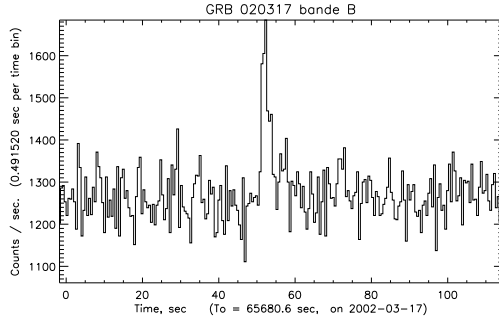
GRB020201grbm



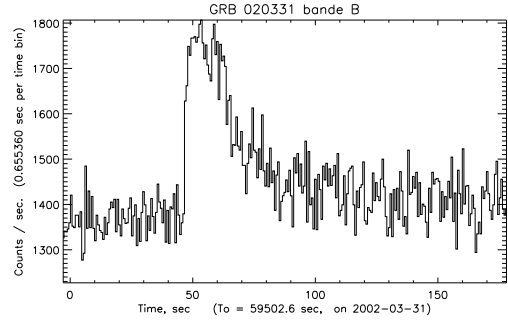
GRB020305grbm



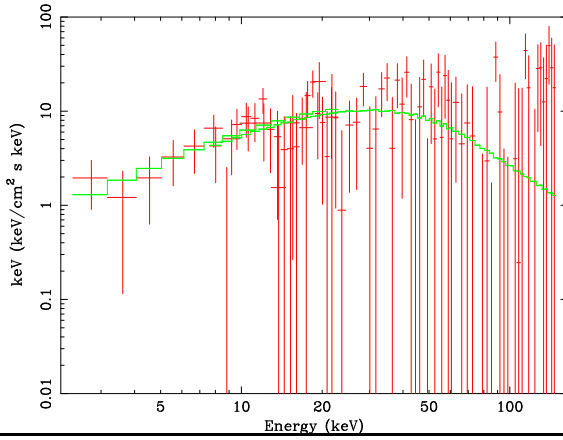
GRB 020317



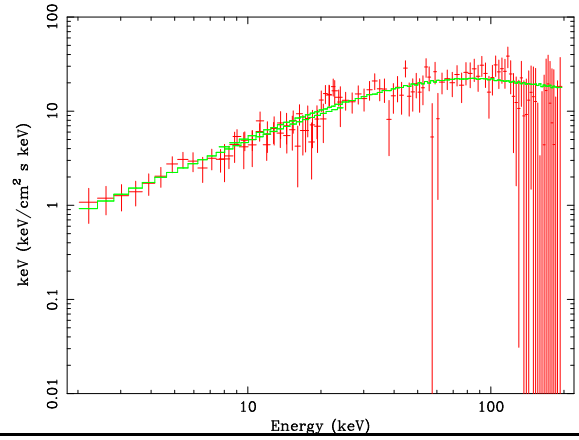
GRB 020331



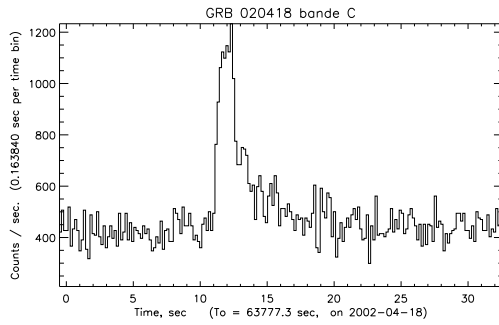
GRB020317grbm



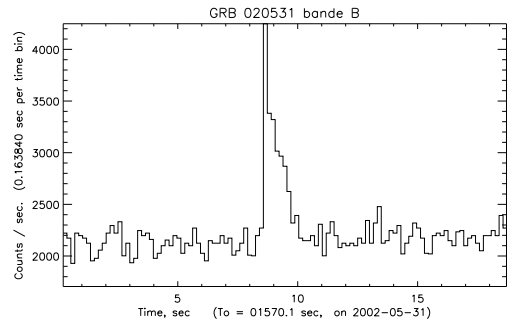
GRB020331grbm



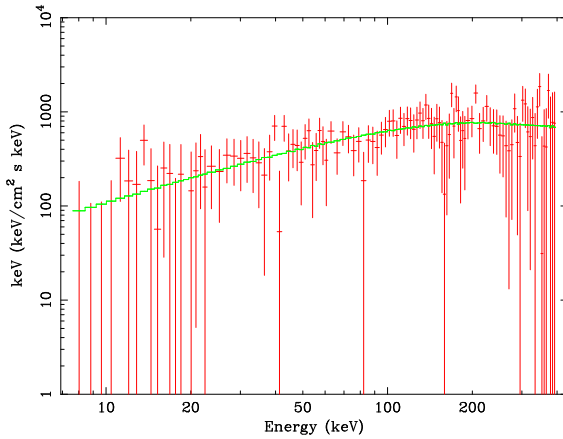
GRB 020418



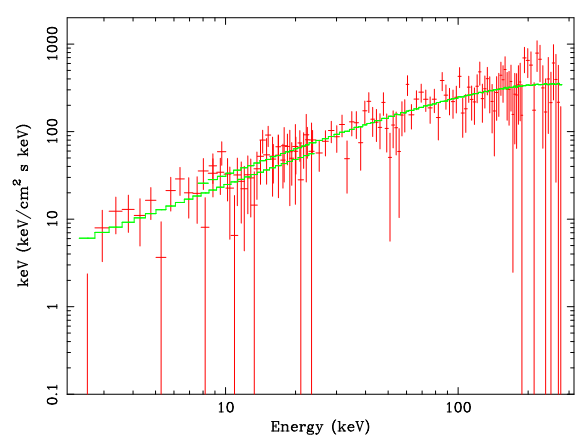
GRB 020531



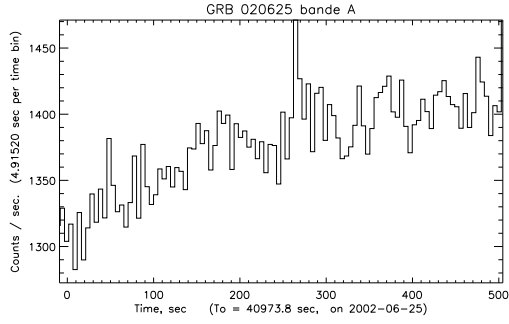
GRB020418grbm



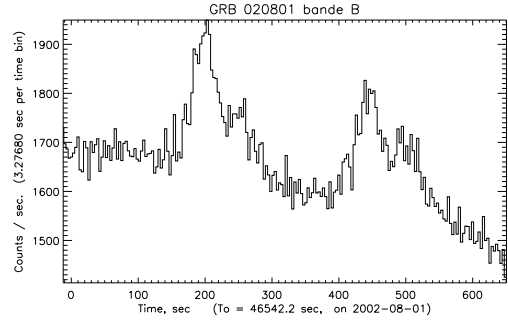
GRB020531grbm



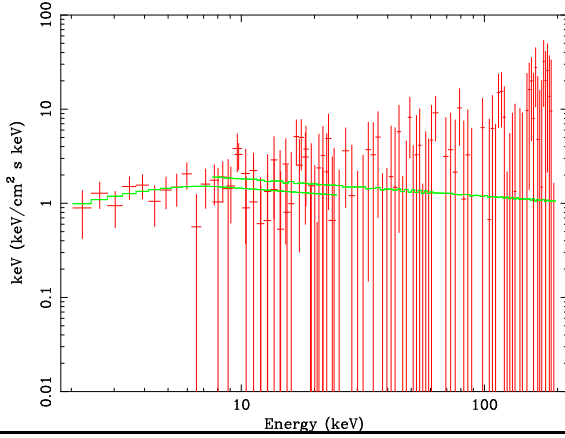
GRB 020625



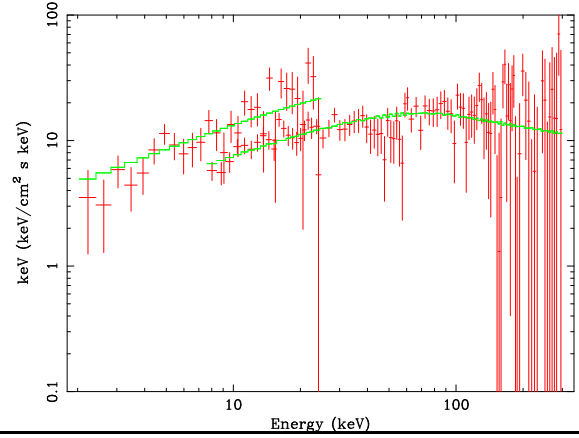
GRB 020801



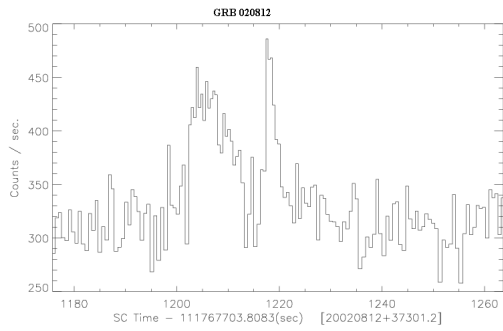
GRB020625grbm



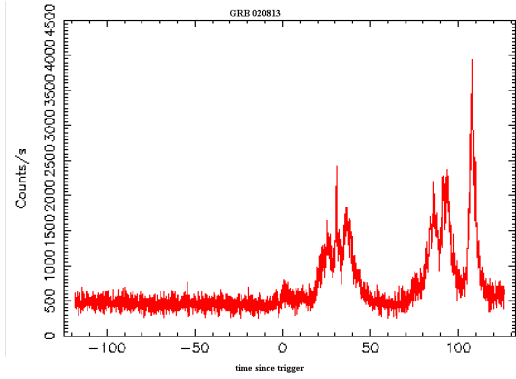
GRB020801ctpl



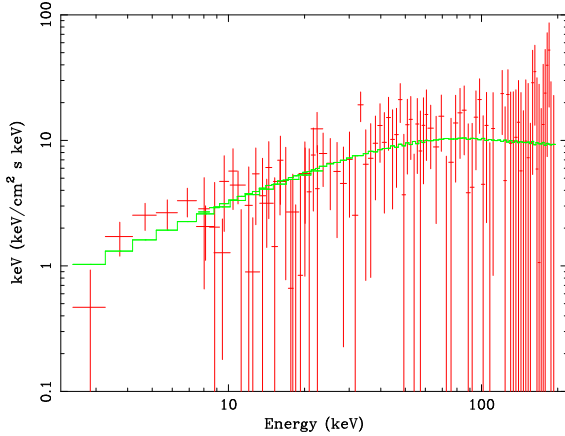
GRB 020812



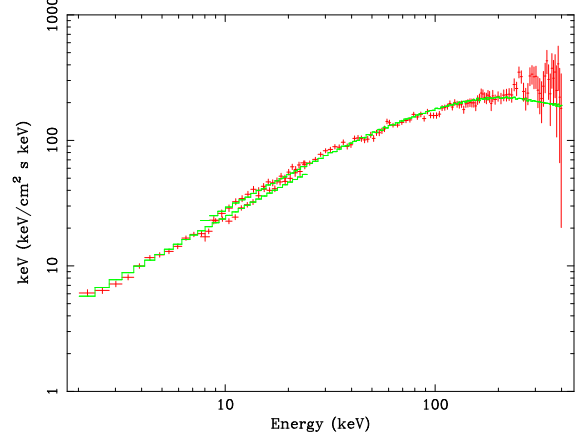
GRB 020813



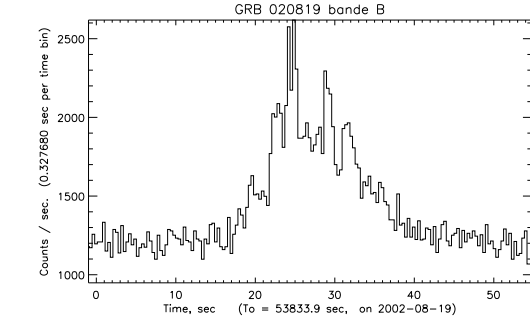
GRB020812grbm



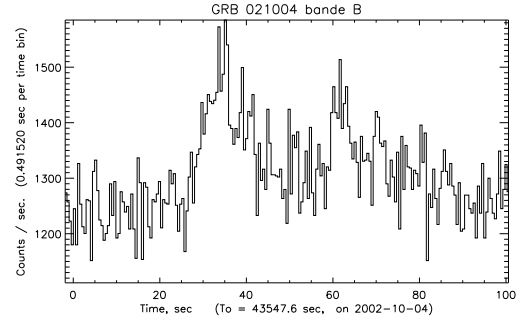
GRB020813grbm



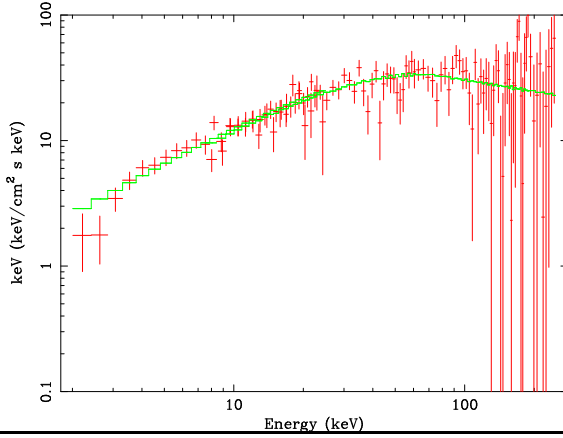
GRB 020819



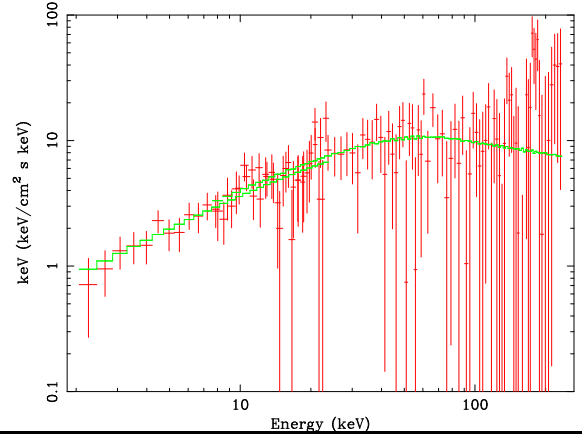
GRB 021004



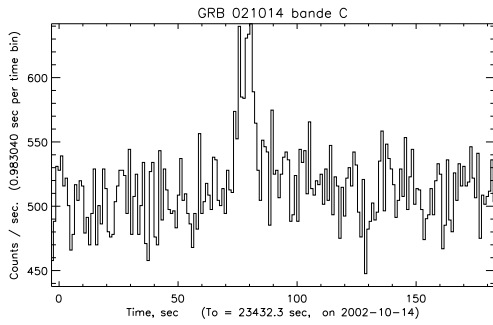
GRB020819grbm



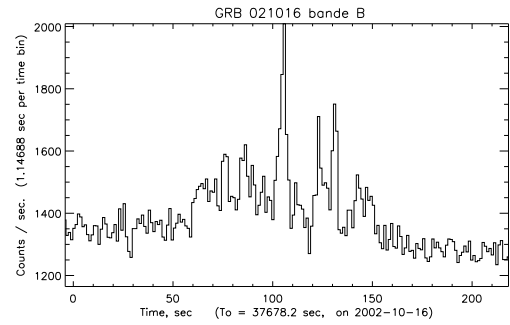
GRB021004grbm



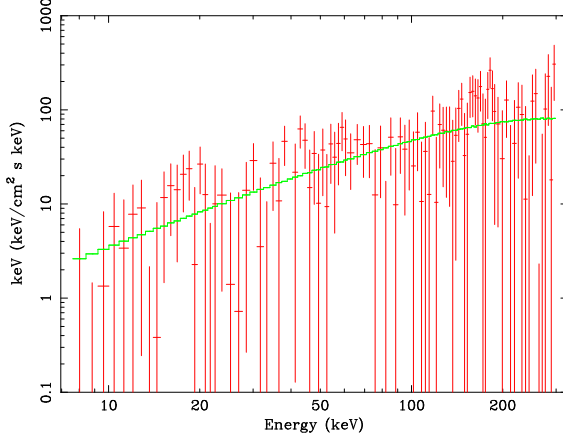
GRB 021014



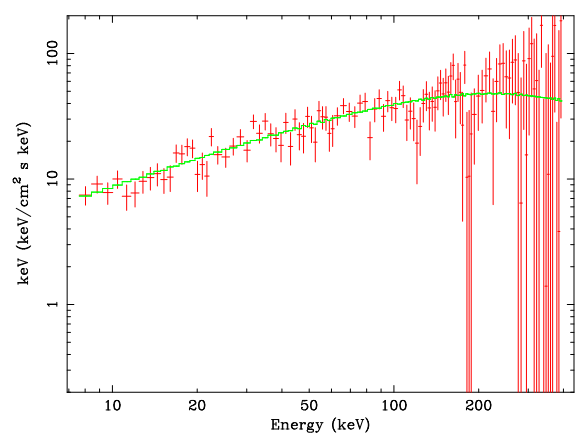
GRB 021016



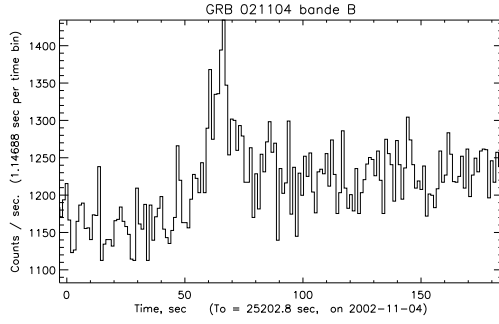
GRB021014grbm



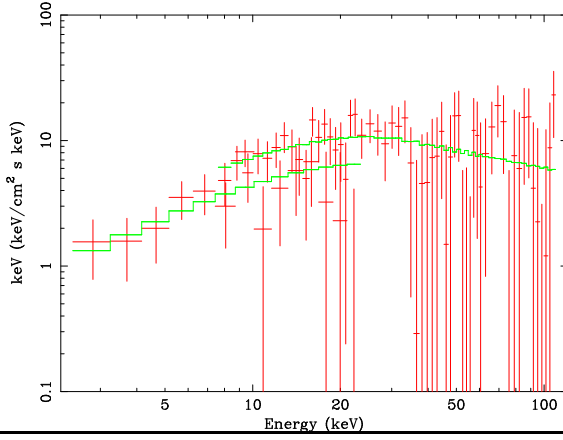
GRB021016grbm



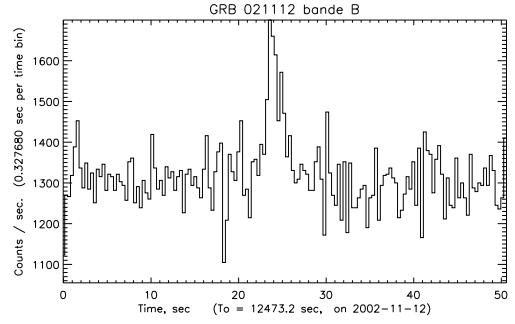
GRB 021104



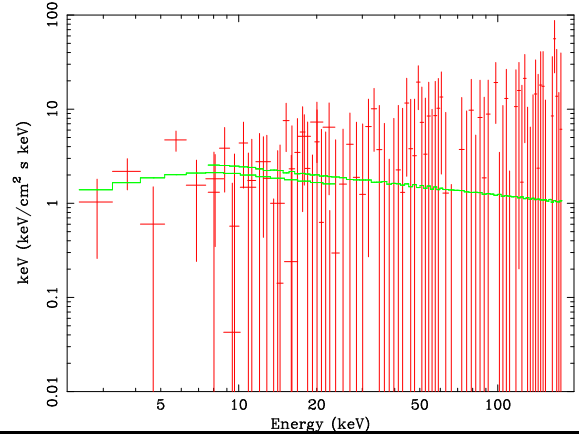
GRB021104grbm



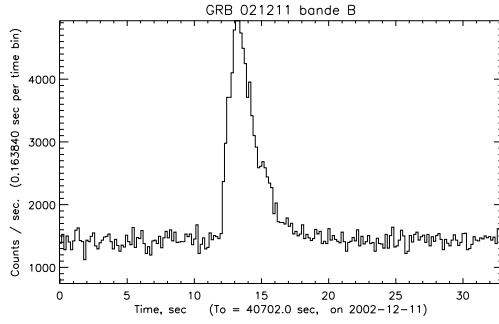
GRB 021112



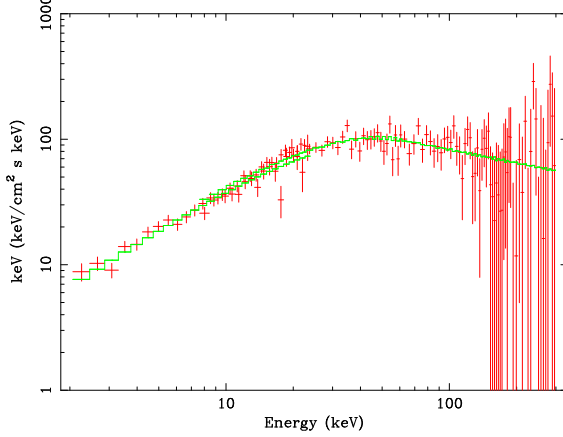
GRB021112grbm



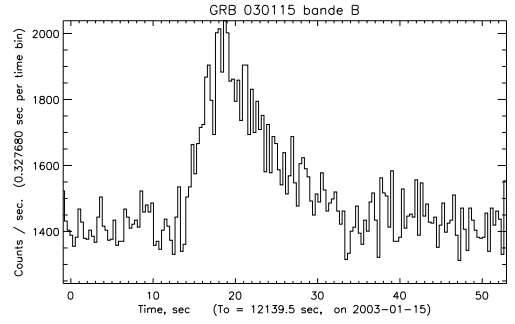
GRB 021211



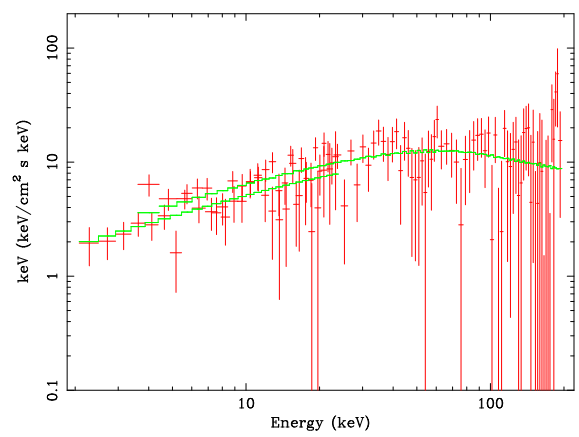
GRB021211grbm



GRB 030115

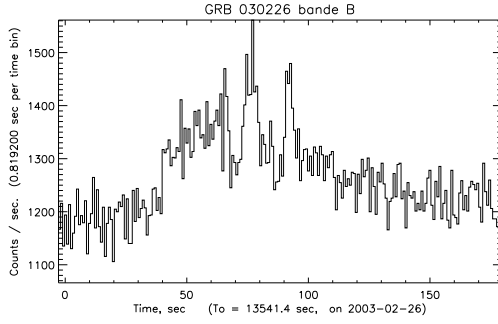


GRB030115grbm

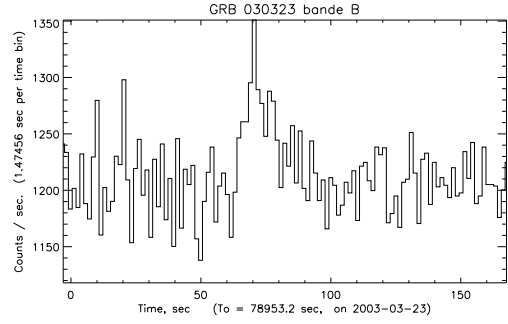




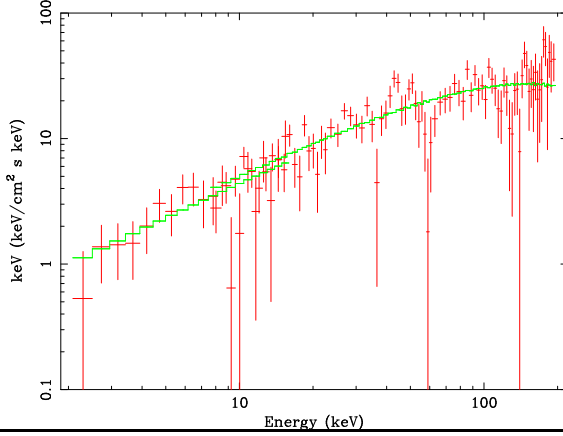
GRB 030226



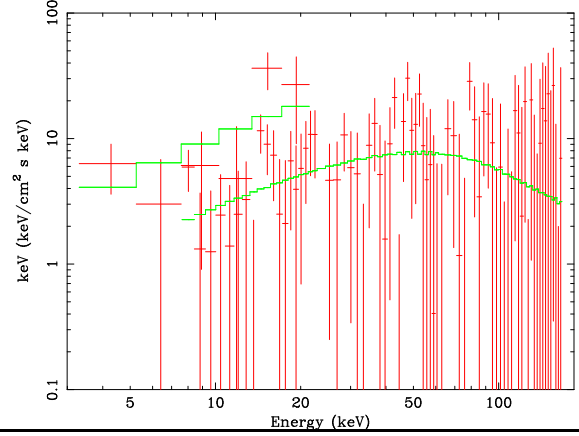
GRB 030323



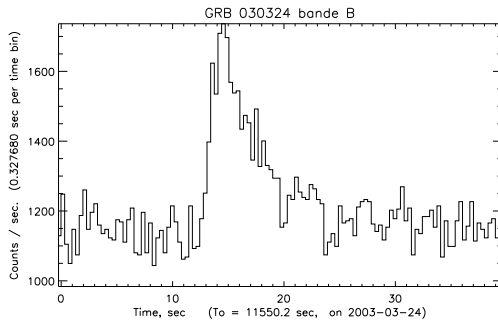
GRB030226grbm



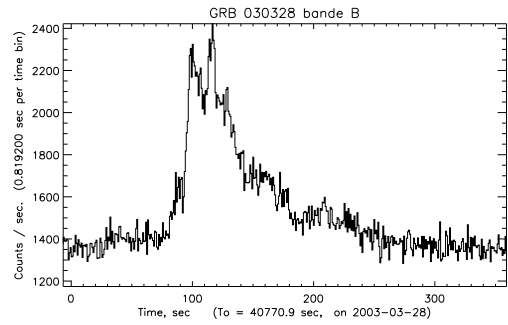
GRB030323grbm



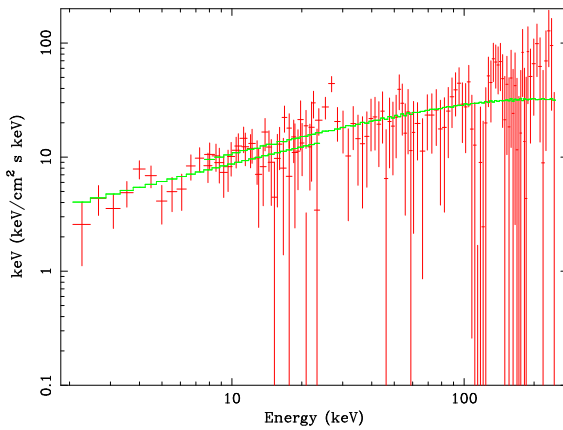
GRB 030324



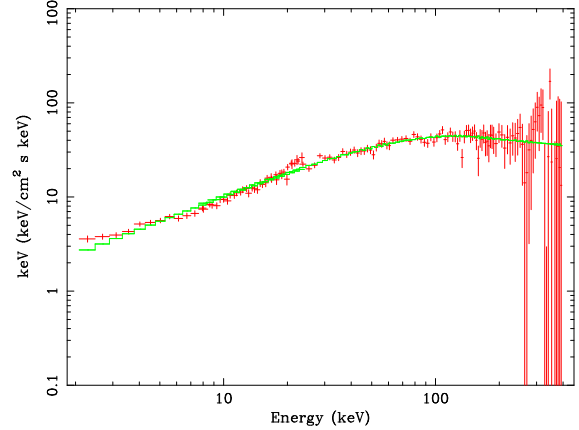
GRB 030328



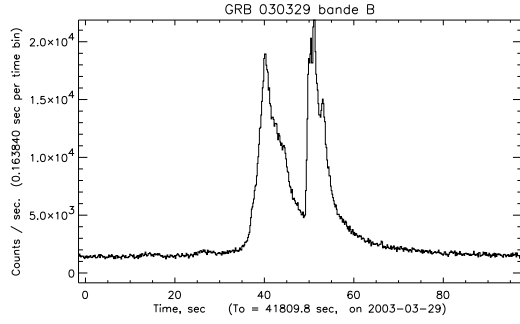
GRB030324grbm



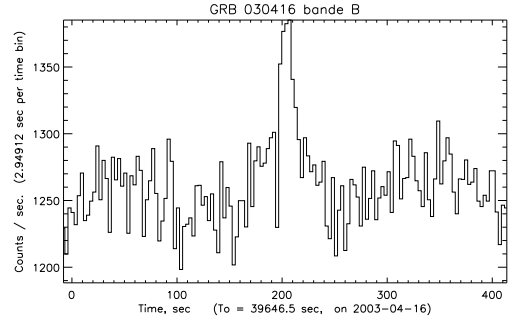
GRB030328grbm



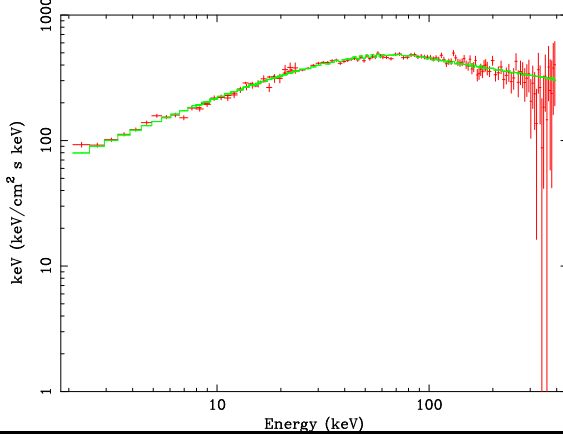
GRB 030329



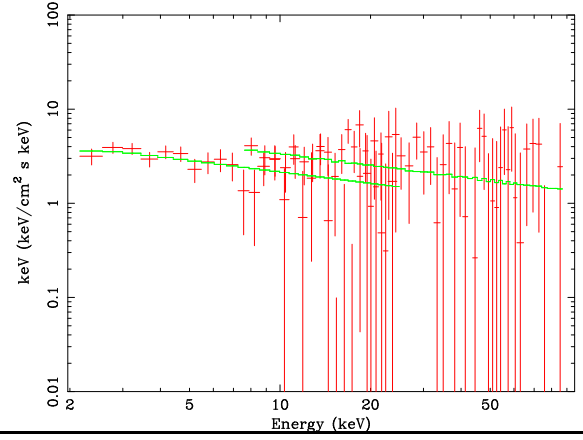
GRB 030416



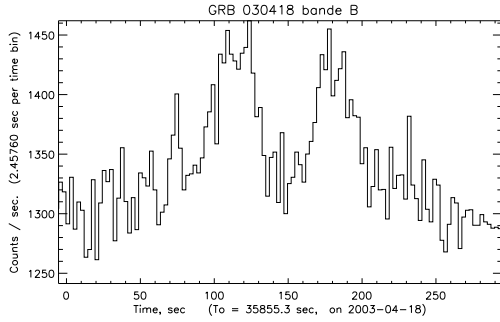
GRB030329grbm



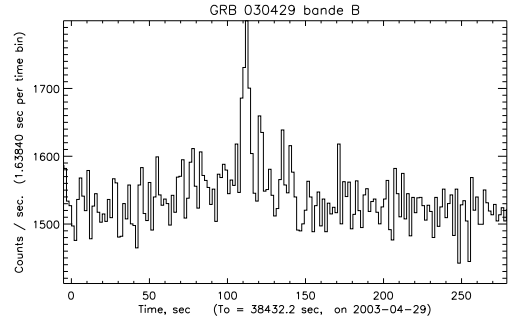
GRB030416grbm



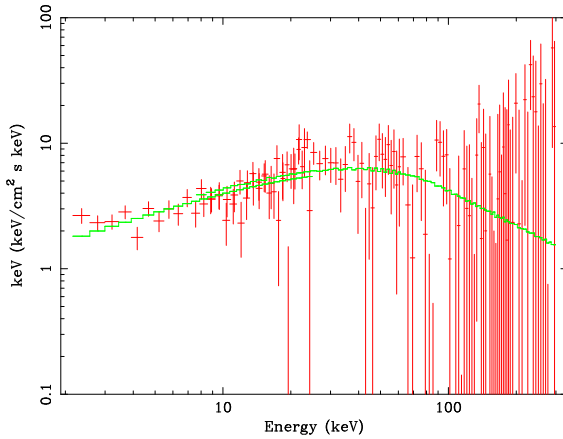
GRB 030418



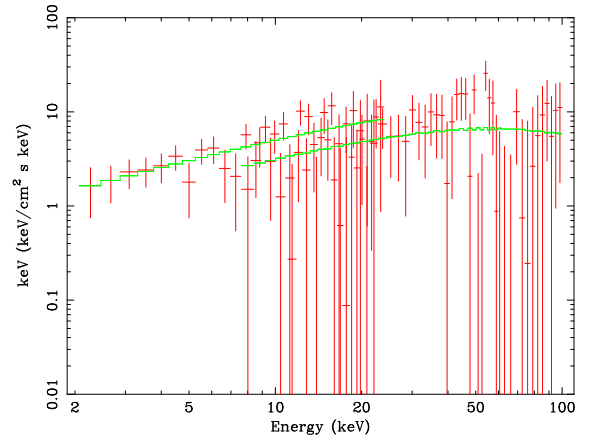
GRB 030429



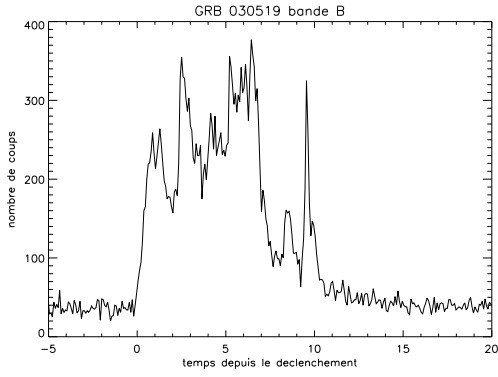
GRB030418grbm



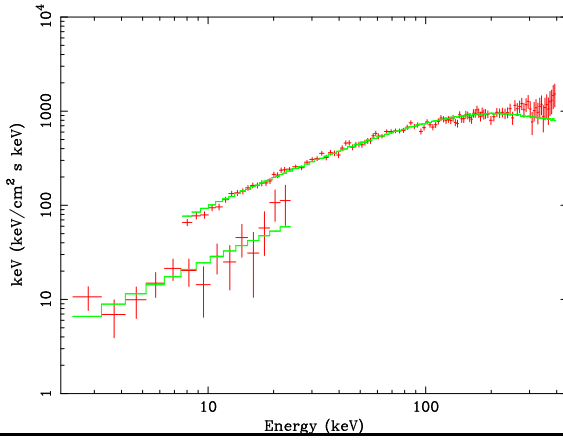
GRB030429grbm



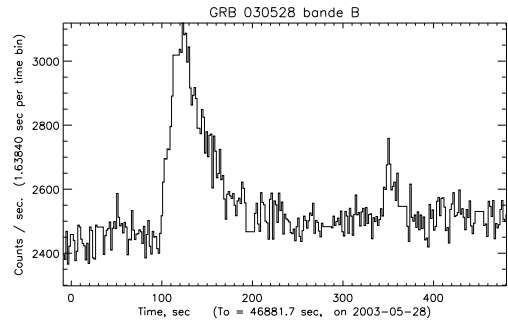
GRB 030519



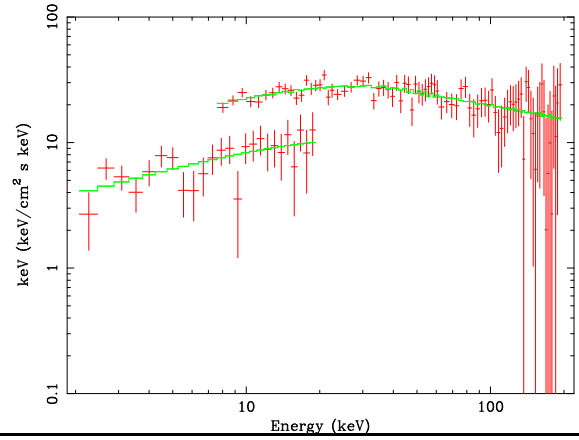
GRB030519grbm



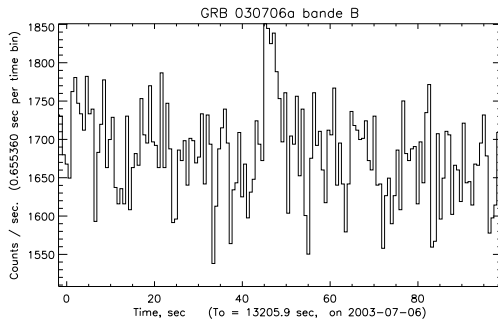
GRB 030528



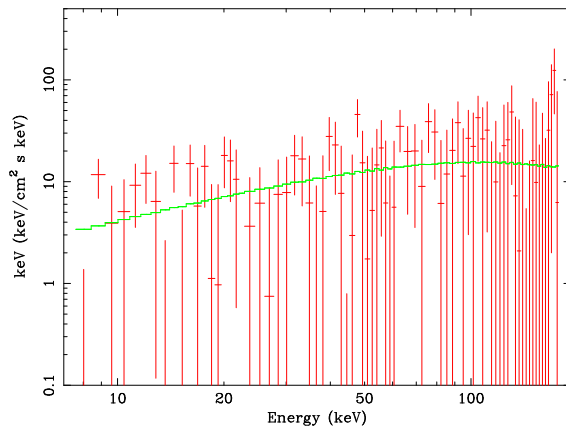
GRB030528grbm



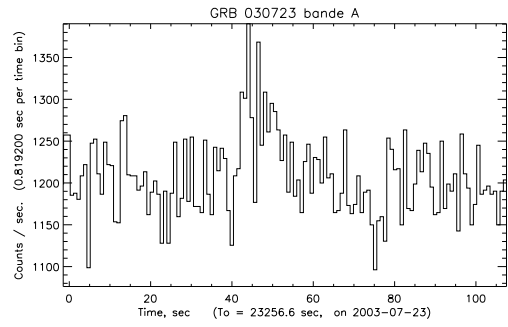
GRB 030706a



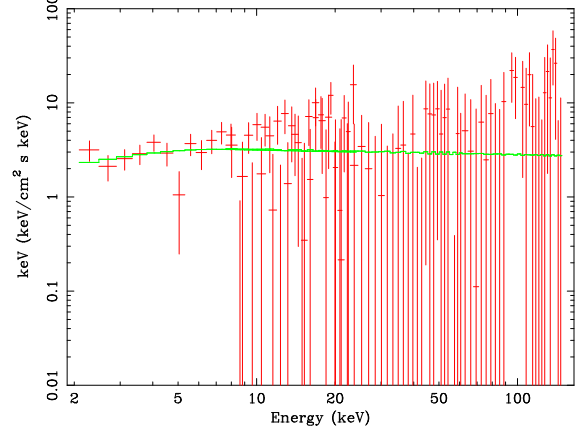
GRB030706grbm



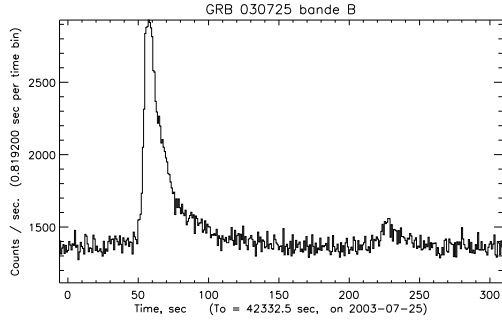
GRB 030723



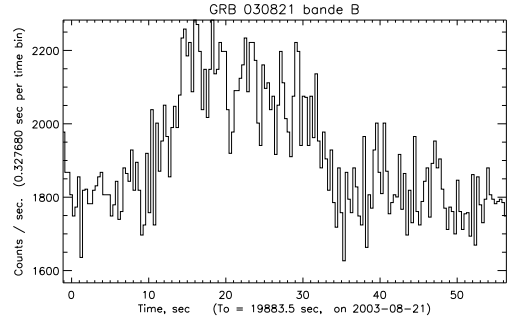
GRB030723grbm



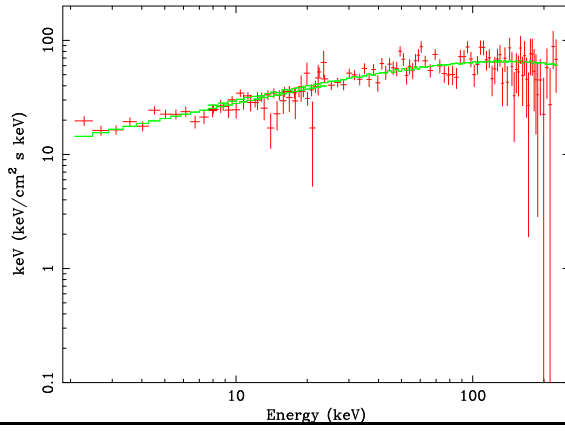
GRB 030725



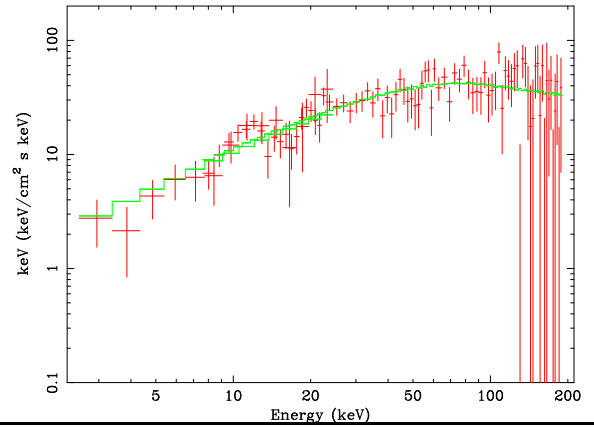
GRB 030821



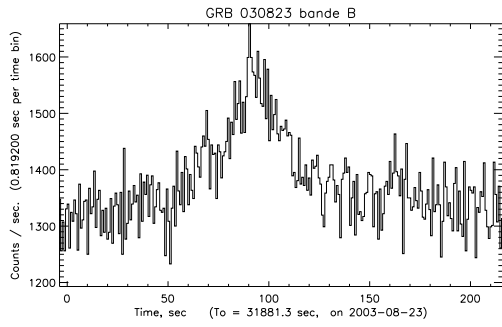
GRB030725grbm



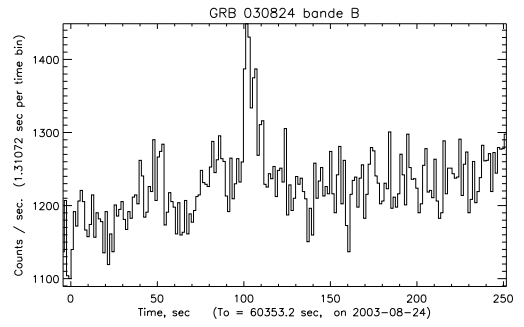
GRB030821grbm



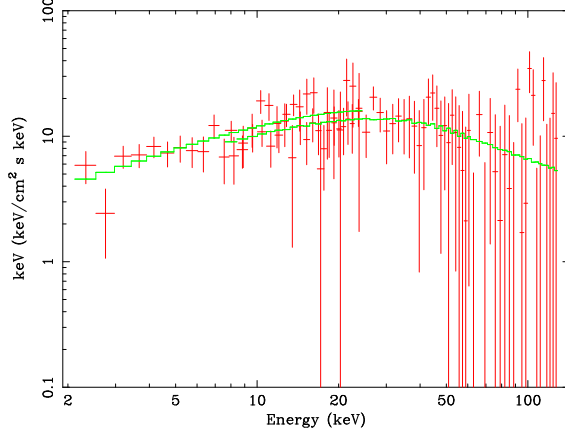
GRB 030823



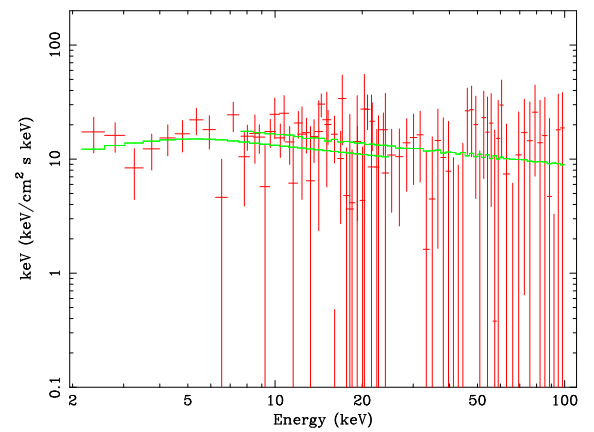
GRB 030824



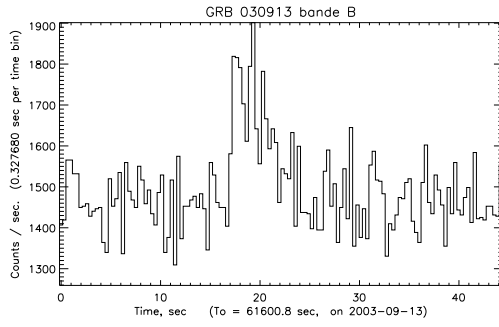
GRB030823grbm



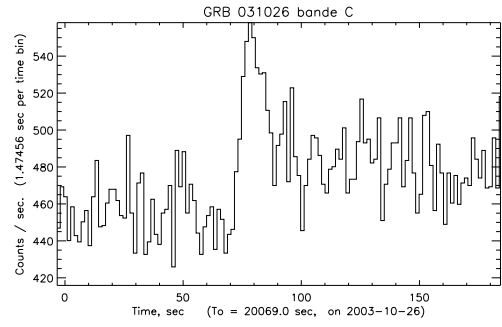
GRB030824grbm



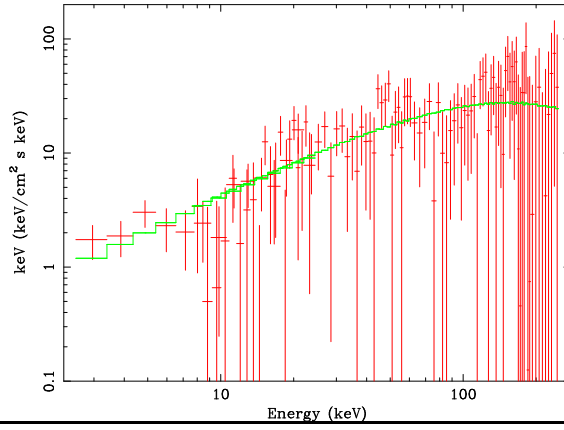
GRB 030913



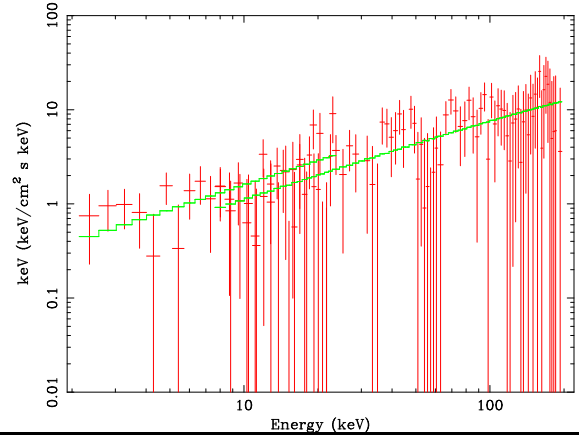
GRB 031026



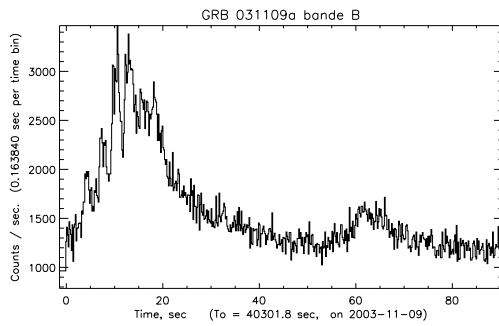
GRB030913grbm



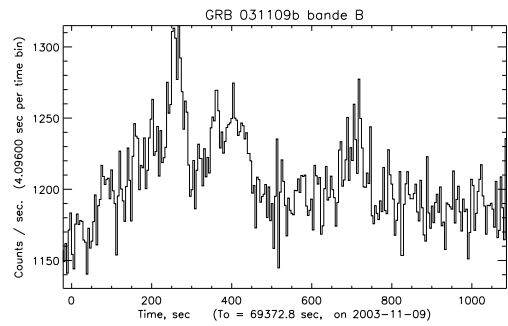
GRB031026grbm



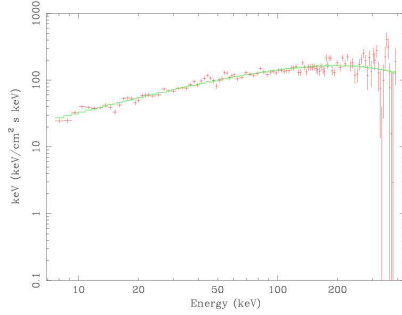
GRB 031109a



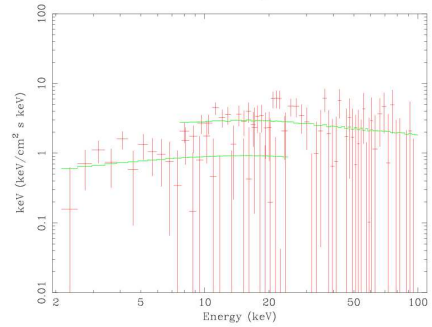
GRB 031109b



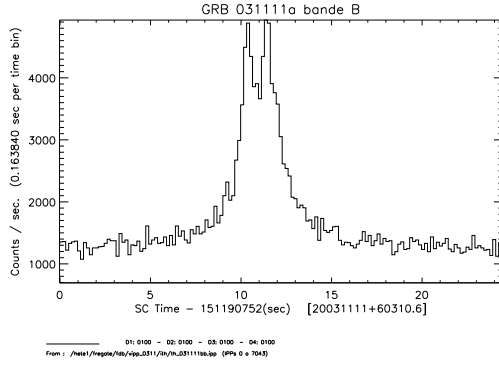
GRB 031109a GRBM



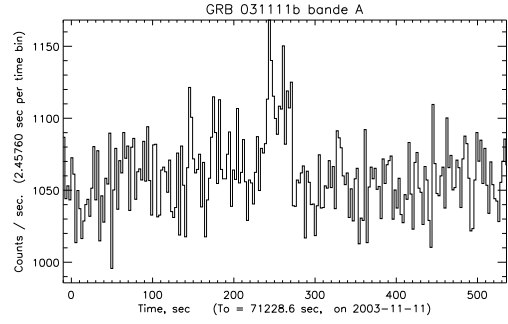
GRB031109bgrbm



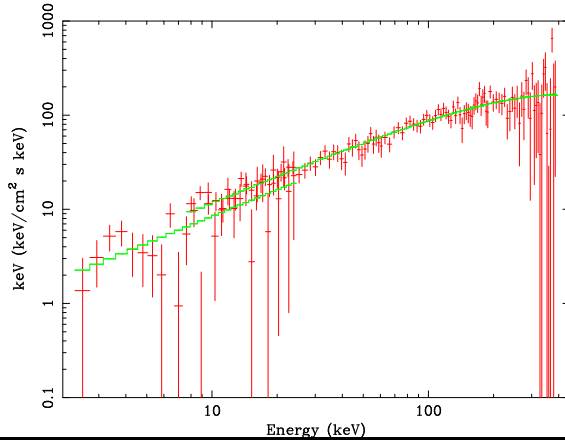
GRB 031111a



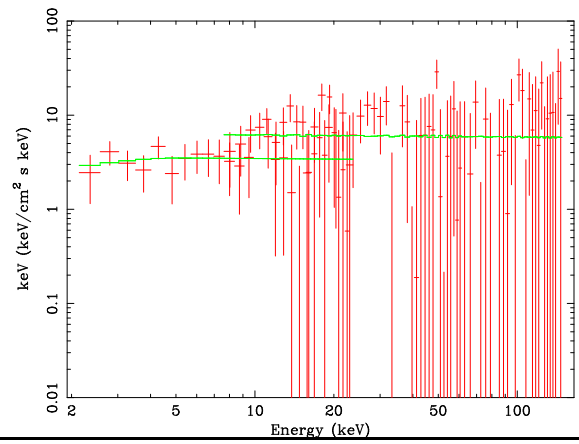
GRB 031111b



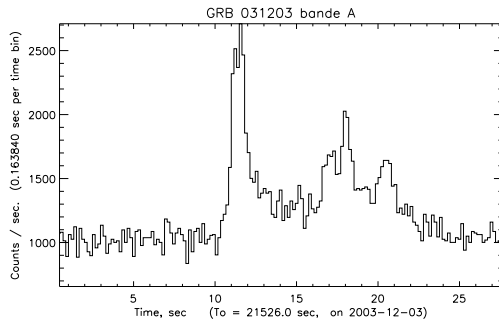
GRB031111agrbm



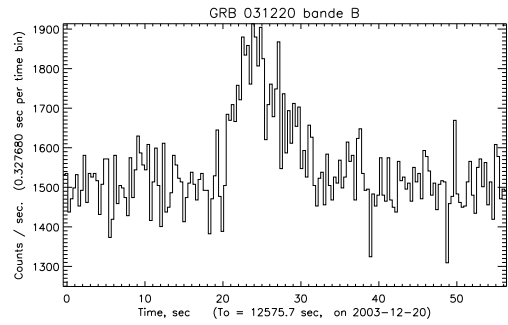
GRB031111bgrbm



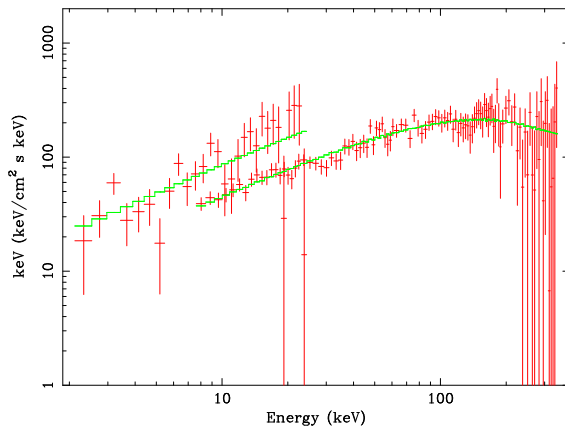
GRB 031203



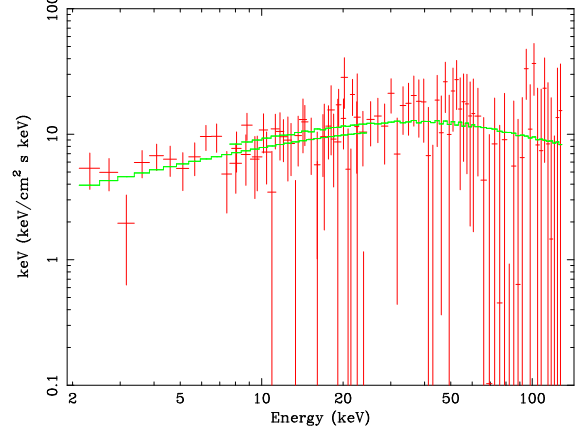
GRB 031220



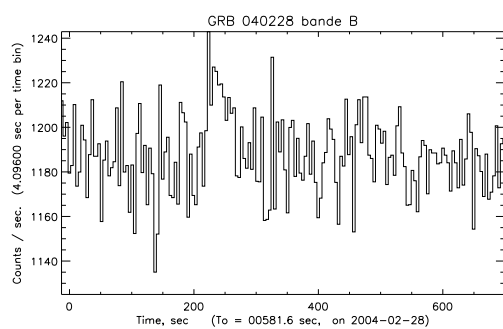
GRB031203grbm



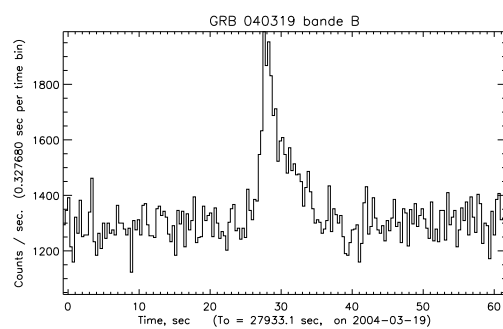
GRB031220grbm



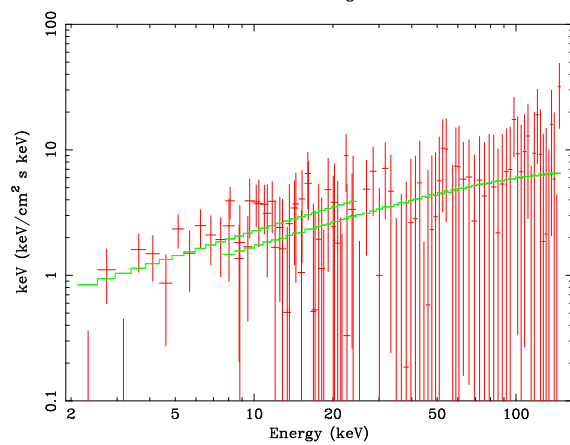
GRB 040228



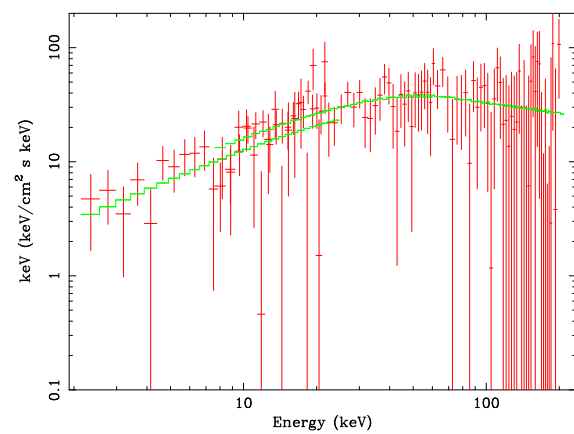
GRB 040319



GRB040228bgrbm



GRB040319grbm



# Table des figures

1.1	Schéma et photo d'un des huit détecteurs identiques de BATSE [88]. Chaque module est constitué d'un détecteur à grand champ LAD (Large Area Detector) et d'un spectrographe SD (spectroscopy detector). . . . .	7
1.2	Répartition isotrope dans le ciel des 2704 sursauts gamma enregistrés par BATSE durant ses 9 années d'observation [20]. . . . .	8
1.3	Distribution d'intensité des sursauts de BATSE. En abscisse, le flux $P$ au maximum des sursauts ici en $\text{photon.cm}^{-2}.s^{-1}$ et en ordonnée, le nombre $N$ de sursauts dont le flux au maximum est supérieure au seuil $P$ . Si les sources étaient représentées par une distribution homogène dans un espace euclidien, la distribution devrait suivre la fonction $N(> P) \propto P^{-3/2}$ . On remarque sur cette figure qu'il y a un déficit de sursauts de faible flux. . . .	9
1.4	Les différents instruments (GRBM, WFC, NFI) à bord du satellite Italien BeppoSAX [127]. . . . .	9
1.5	Afterglow X du sursaut du 28 Février 1997 détecté par BeppoSAX. Cette image montre les deux observations faites à deux jours d'intervalle avec les instruments à faible champ de vue (NFI) embarqués sur le satellite [26]. . .	10
1.6	Exemples de profils temporels de sursauts détectés par HETE-2 résumant la classification proposée par Fishman en 1995. Ces six figures représentent le nombre de photons détectés par seconde dans la gamme d'énergie 6–400 keV de HETE-2/FREGATE. . . . .	14
1.7	Distribution bimodale de la durée des sursauts détectés par BATSE [75] en prenant en compte le temps $T_{90}$ . On distingue ici deux types de sursauts, les sursauts courts qui ont une durée inférieure à 2s, centrée sur 0.2s et les sursauts longs qui ont une durée supérieure à 2s, centrée sur 20s. . . . .	15
1.8	Spectre typique d'un sursaut gamma vu par HETE-2/FREGATE. Ce spectre est celui du sursaut du 29 Mars 2003 dont les paramètres spectraux sont: $\alpha = -1.26$ , $\beta = -2.28$ , $E_p = 67.7$ keV. . . . .	16
1.9	Ces figures présentent les distributions des paramètres spectraux $E_p$ (à gauche) et $\alpha$ (au centre) pour 5500 spectres de BATSE [108] intégrés sur de petits intervalles de temps. A droite, la distribution du paramètre $\beta$ des 5263 spectres pour lesquels il a pu être déterminé. . . . .	17



1.10	Relation durée-dureté pour les sursauts de BATSE [75]. La durée est une durée $T_{90}$ dans la gamme d'énergie 50–300 keV et la dureté $H_{32}$ (Hardness Ratio) est le rapport entre le nombre de coups total détectés dans la bande 3 (100–300 keV) et celui dans la bande 2 (50–100 keV). Les deux lignes en pointillés correspondent à la dureté moyenne des deux classes de sursauts: les courts et les longs. . . . .	18
1.11	Echantillon de 22 sursauts de GINGA étudiés par Strohmayer et al.(1998)[131]. La figure de gauche montre la distribution du rapport entre la fluence X (2–10 keV) et la fluence $\gamma$ (50–300 keV). La figure de droite montre le paramètre $\alpha$ en fonction de $E_o$ pour les sursauts de GINGA (en carré plein) et 54 sursauts de BATSE (carré vide). . . . .	21
1.12	Rapport des fluences X (2–10 keV) et $\gamma$ (50–300 keV) pour les sursauts de BeppoSAX qui ont aussi été détectés par BATSE [62]. . . . .	21
1.13	Echantillon de 18 GRBs et 10 XRFs détectés simultanément par BATSE et la WFC de BeppoSAX [71]. La figure de gauche montre la distribution de $E_p$ avec en pointillés la distribution des 156 sursauts brillants de BATSE [108]. Celle de droite montre $E_p$ en fonction du flux au maximum calculé sur 1.024 s. . . . .	22
1.14	Exemples d'afterglows de sursauts gamma dans les différentes gammes d'énergie, en X, optique, infrarouge et radio. . . . .	25
1.15	Galaxie du sursaut GRB980425 [48]. Le sursaut (flèche) se situe dans un des bras de la galaxie. Les sursauts gamma sont localisés dans les régions de formation d'étoiles. . . . .	26
1.16	Afterglow de GRB 021211 détecté par le télescope RAPTOR [141] 65s et 9mn après le sursaut. . . . .	27
1.17	Courbe de lumière de l'afterglow optique de GRB 021211 (en trait plein) [40] comparée à d'autres sursauts. La courbe supérieure en pointillés représente celle de GRB990123. On remarque que la courbe de GRB 021211 se situe très en-dessous des autres, $\sim 4$ magnitudes durant toute la durée et aurait été classé sursaut obscur si il n'avait pas été détecté rapidement et avec une bonne précision par HETE-2. . . . .	27
1.18	La figure de gauche montre l'émergence du spectre de la supernova dans le spectre de l'afterglow de GRB 030329 [89] et celle de droite [65], l'évolution du spectre de l'afterglow pendant la dizaine de jours qui suivit la détection du sursaut. . . . .	28
1.19	GRB 030329: A gauche, l'évolution de la courbe de lumière de l'afterglow en optique dans les mois qui suivirent le sursaut [90]. A droite, prédictions des changements de couleurs de l'afterglow dus à la supernova [147] . . . .	29
1.20	Courbe de lumière de l'afterglow de GRB 021004 [95] . . . . .	30
1.21	Spectre de l'afterglow de GRB 021004 [96] . . . . .	31
1.22	Figure montrant le degré P et l'angle $\theta$ de la polarisation en fonction du temps pour l'afterglow du sursaut GRB 021004 [84], les erreurs sont données à un sigma. . . . .	32

1.23	Distribution de l'énergie totale isotropique $E_{iso}(\gamma)$ en haut et corrigée du facteur de "collimation" en bas $E_\gamma$ . Alors que la distribution de $E_{iso}(\gamma)$ couvre $\sim 3$ ordres d'énergie, celle de $E_\gamma$ apparaît très étroite et centré sur $5 * 10^{50}$ erg [43]. Les flèches indiquent les limites supérieures et inférieures pour cinq sursauts. . . . .	33
1.24	Cette figure [54] présente les différentes étapes de l'émission d'un sursaut gamma. La source est dans ce cas là, l'effondrement d'une étoile massive en un trou noir entouré d'un disque épais. Un jet collimaté et relativiste est émis et peut être modélisé par une succession de couches de matière ayant des vitesses différentes. Lorsque ces couches interagissent entre elles (chocs internes), elles émettent des rayons gamma de haute énergie, c'est l'émission prompte. Puis le vent heurte le MIS (chocs externes), il y a alors émission de photons en X, optique, infrarouge et radio, c'est l'afterglow. Ces deux types d'émission sont essentiellement de l'émission synchrotron. . . . .	34
1.25	Schéma illustrant le modèle des cannonball [32], dans lequel les sursauts gamma sont associés à des supernovae. L'objet compact résultant de la supernova émet des boulets de matière relativistes qui vont ensuite interagir avec l'éjecta de la supernova et émettre des rayons gamma. . . . .	38
2.1	Photo d'un lanceur Pégasus sous son avion porteur qui mis sur orbite HETE-2 avec succès le 9 Octobre 2000 . . . . .	42
2.2	La figure de gauche montre la localisation de HETE-2 le 3 juin 2004. On peut visualiser son orbite autour de la terre et distinguer les différentes stations disséminées le long de l'équateur. Le point et les limites représentent le soleil et la limite jour nuit. Le schéma de droite explique le cycle jour nuit de HETE-2 dû à la position anti-solaire du satellite. . . . .	43
2.3	Ces deux figures montrent à gauche HETE-2 dans son ensemble et à droite vu du dessus. On peut distinguer les trois instruments, FREGATE, la WXM, la SXC, ainsi que les panneaux solaires. . . . .	43
2.4	La figure de gauche représente le champ de vue de HETE-2 le 5 Juin 2001 dérivant le long de l'écliptique et celle de droite les différents champs de vue des trois instruments (le 4 juin 2004): en noir FREGATE, en bleu et rouge plein la WXM et en pointillé la SXC. Les points représentent les positions des différentes sources X et gamma connues. . . . .	44
2.5	La figure de gauche schématise le réseau GCN [12] et celle de droite la méthode de triangulation utilisée par l'IPN [66] pour calculer les positions des sursauts à partir de plusieurs satellites. . . . .	45
2.6	Ces figures montrent les courbes de lumière des trois différents types de données générées par FREGATE pour le sursaut GRB 030725. Elles correspondent toutes à une durée de $\sim 100-200$ s, intégrée dans toute la gamme d'énergie (pour les données sp et ph). En haut à gauche les données th provenant de l'historique de comptage avec une résolution temporelle de 160 ms. En haut à droite les données spectres sp avec une résolution temporelle de 5.24s. En bas les données photons ph constituées de tous les photons regroupés par paquets de 200. . . . .	46
2.7	sursauts émis par SGR1900+14 à quelques jours d'intervalles. . . . .	49

2.8	Spectre en énergie du sursaut de SGR 1900+14 du 2 juillet 2001. Ce spectre est ajustable par un modèle composé de deux lois de corps noir de température $kT_1 = 4.4 \pm 0.1$ keV et $kT_2 = 9.9 \pm 0.3$ keV. . . . .	49
2.9	Figure présentant une carte du ciel en rayons X sur laquelle on remarque que les sources X sont réparties sur le plan galactique. . . . .	50
2.10	Courbe de lumière à gauche du sursaut X du 4 février 2001: XRB010204. Ce sursaut est particulièrement brillant et provient de la source 4U0614+091. Son spectre en énergie est montré à droite. Le spectre est ajustable avec un modèle de loi de corps noir. . . . .	51
2.11	Courbe de lumière de FREGATE durant 9 orbites dans deux gammes d'énergie, en haut la bande A (6–40 keV) et en bas la bande C (30–400 keV). Durant cette période, SCO X-1 présente une forte activité qui est clairement visible dans les 3 dernières orbites. On peut aussi remarquer que SCO X-1 n'a aucune influence dans les hautes énergies (courbe du bas). Les trois pics courts dans les orbites 2 et 3 dans la bande A sont des X-Ray Bursts. . . . .	51
2.12	A gauche, l'image de l'endroit relatif de la SAA déterminé par les données du satellite ROSAT [125] . A droite, différentes courbes de lumière de FREGATE, dans lesquelles on peut distinguer les signatures des électrons et des protons capturés lors du passage au-dessus de la SAA. La courbe supérieure est représentée dans la bande B. Les grands pics visibles dans cette bande sont dus aux électrons capturés quelques instants avant que FREGATE ne détecte les pics dus aux protons de l'Anomalie de l'Atlantique Sud dans la bande D (courbe du bas). . . . .	52
2.13	Nombre de coups détectés par FREGATE dans la gamme d'énergie 7–80 keV, à gauche pendant la forte activité fin Octobre 2003 due à une puissante éruption solaire comparée à une activité normale à droite. . . . .	53
2.14	Un sursaut solaire diffusé par l'atmosphère terrestre et détecté par HETE-2	54
2.15	Schéma expliquant l'effet photoélectrique [102]. . . . .	55
2.16	Schéma expliquant la diffusion Compton [102]. . . . .	55
2.17	En haut, schéma du d'un détecteur de FREGATE: cristal et photomultiplicateur [7]. En bas le fonctionnement général d'un photomultiplicateur [22]. . . . .	56
2.18	Ces deux figures montrent l'aire effective de FREGATE. A gauche en fonction de l'énergie pour différents angles et à droite en fonction de l'angle pour différentes énergies. . . . .	59
2.19	Ces figures montrent, à gauche la nébuleuse du Crabe en visible avec FORS sur le VLT [39] et à droite le pulsar du crabe en rayons X avec Chandra [24]. Le Crabe est la source qui a été utilisée pour calibrer les instruments à bord de HETE-2. Les spectres de ces deux objets sont parfaitement connus et sont de bonnes références pour de nombreux instruments d'observation X et gamma. . . . .	60

2.20	La figure de gauche montre le spectre du bruit de fond pris pendant 20 minutes. Les deux raies du Baryum 133 sont visibles à 81 keV et 356 keV. Les figures de droite montrent l'ajustement des ces deux raies qui permettent de déterminer la bonne relation canal-énergie pour chaque détecteur et chaque évènement. . . . .	61
2.21	Trois spectres des sursauts les plus intenses détectés par FREGATE: GRB 001225, GRB 020813 et GRB 030329. En haut, les spectres ont été faits avant corrections, on remarque donc bien les déficits de photons vers 40 keV. En bas, les spectres corrigés. Pour GRB020813 et GRB 030329, les données de la WXM ont été ajoutées. . . . .	61
2.22	Spectre du sursaut du 2 Juillet 2001 en provenance de SGR 1900+14 et spectre de GRB 010928. On a représenté sur ces figures le spectre en coup et les résidus. Aucun déficit à 35 keV n'est détectable. . . . .	62
2.23	Ces figures représentent les spectres de GRB 001225 et GRB 020813 vu par KONUS. Aucun déficit autour de 40 keV n'est visible. Définitivement ce déficit était instrumental. . . . .	63
2.24	Spectre du bruit de fond pris pendant $\sim 100$ mn en gain double qui permet de distinguer l'action de la fenêtre de beryllium à 6 keV. . . . .	64
2.25	Ces figures montrent le rapport entre le nombre de coups observé et le nombre de coups prédit par le modèle pour les sursauts GRB 001225 et GRB 030329. Ces figures montrent l'importance du déficit de photons vers 30–40 keV et en-dessous de 15 keV. . . . .	64
2.26	Figures représentant en abscisse les différents canaux d'énergie et en ordonnées le nombre de coup par canal, à gauche pour l'intervalle comprenant le sursaut, et à droite pour le bruit de fond. La largeur des premiers canaux est de 0.8 keV puis 1.6, 3.2, 6.4 keV. . . . .	65
2.27	Système du masque codé utilisé pour déterminer la position d'une source de rayons $\gamma$ [69]. . . . .	66
2.28	Ces figures présentent les deux modèles que j'ai utilisé pour ajuster les spectres des sursauts gamma de FREGATE. A gauche, le modèle de Band (GRBM) nécessaire lorsque le $E_p$ se trouve à basse énergie (ici pour GRB 021211 $E_p = 47$ keV). A droite le modèle de la loi de puissance avec une coupure exponentielle (CTPL) essentiel lorsque le $E_p$ est à la limite de la gamme d'énergie de FREGATE (ici GRB 010928 $E_p = 396$ keV). . . . .	70
2.29	GRB 030725: les trois types de données dans toute la gamme d'énergie de FREGATE pendant 300s pour les données <i>th</i> et <i>sp</i> et 80s pour les données <i>ph</i> . Ce sursaut est caractérisé par deux pic, le premier type FRED dure $\sim 25s$ , et le second beaucoup plus faible apparait $\sim 130s$ après le premier. . . . .	71

2.30	GRB 020813: les trois types de données pendant le même intervalle de temps (les données <i>ph</i> sont enregistrées que durant les 80 premières secondes...). La figure de gauche montre les données <i>th</i> du sursaut, celle du milieu présente les données <i>ph</i> pendant 80s et à droite les données <i>sp</i> . Comme ce sursaut est long, seul le premier pic a pu être enregistré dans les données <i>ph</i> et on peut voir un trou au moment du premier pic dans les données <i>sp</i> . Par contre, le second pic a bien été enregistré dans les données <i>sp</i> . . . . .	72
2.31	Calibration des détecteurs pour GRB 030725. A gauche la courbe de lumière issus des données <i>sp</i> qui permet d'effectuer le bon ajustement des raies du Baryum à 81 keV et 356 keV à droite. . . . .	73
2.32	courbe de lumière du sursaut GRB 020305 à gauche et GRB 030329 à droite.	74
2.33	Courbe de lumière de GRB 030725 montrant les intervalles de temps étudiés. En pointillé, les deux intervalles de temps comprenant le sursaut et en pointillé-tiret, les deux intervalles de temps du bruit de fond. . . . .	75
2.34	Ajustement des corrections pour GRB 030725, les quatre figures du haut montrent les corrections pour les quatre détecteurs, et celle du bas, pour les quatre détecteurs regroupés. En abscisse, ce sont les numéro de canaux, et en ordonnée l'indice de la loi de puissance corrigeant le spectre. . . . .	76
2.35	Cette figure montre le spectre de GRB 030528. Une nette différence est visible entre le spectre de la WXM (à basse énergie entre 2 et 25 keV) et celui de FREGATE (à haute énergie entre 7 et 400 keV). La normalisation à 1 keV de la WXM est de 0.004 tandis que celle de FREGATE est de 0.011. Cet écart engendre des différences dans le calcul des fluences. La fluence entre 2–10 keV est de $1.28 \cdot 10^{-6} \text{erg.cm}^{-2}$ pour la WXM et de $3.44 \cdot 10^{-6} \text{erg.cm}^{-2}$ pour FREGATE. . . . .	77
2.36	Spectre de GRB 030725 ajusté avec le modèle CTPL à gauche et GRBM à droite. . . . .	78
3.1	Ces figures montrent la distribution du paramètre $\alpha$ pour les spectres des sursauts détectés par HETE-2. La distribution à gauche est dérivée des spectres ajustés avec le modèle CTPL et celle à droite des spectres ajustés avec le modèle GRBM. Les distributions piquent à une valeur moyenne de $\sim -1.2$ . Les traits pointillés représentent les limites synchrotron. . . . .	87
3.2	Ces figures montrent l'évolution temporelle des paramètres spectraux de GRB 001225. Le sursaut a été découpé en sept intervalles de temps égaux (0–6) et l'intervalle numéro 7 correspond au spectre intégré sur la durée totale du sursaut. A gauche le paramètre $\alpha$ (en haut) et $E_p$ (en bas) et à droite, la dureté. . . . .	88
3.3	Ces figures présentent en abscisse le paramètre $E_o$ et en ordonnée le paramètre $\alpha$ des spectres des sursauts ajustés avec le modèle CTPL (figure de gauche) et le modèle GRBM (figure de droite). Les tirets symbolisent les limites du synchrotron ( $-3/2$ et $-2/3$ ). . . . .	89

3.4	Ces figures présentent en abscisse le paramètre $E_p$ et en ordonnée le paramètre $\alpha$ des spectres des sursauts ajustés avec le modèle CTPL (figure de gauche) et le modèle GRBM (figure de droite). Les tirets symbolisent les limites du synchrotron ( $-3/2$ et $-2/3$ ). . . . .	89
3.5	Distribution du $E_p$ calculé à partir des deux modèles CTPL (en pointillés) et GRBM (en trait plein). Cette distribution montre que le paramètre $E_p$ est un paramètre stable quel que soit le modèle utilisé. . . . .	91
3.6	Distribution du $E_p$ calculé à partir du modèle GRBM (trait plein) et comparée à celle de BATSE en pointillés (la distribution de BATSE a été renormalisée afin d'être aisément comparable à celle de HETE-2). Les deux lignes correspondent aux gammes d'énergie respectives explorées par BATSE et HETE-2. . . . .	92
3.7	Distribution du paramètre $\beta$ . A droite, en fonction de $E_p$ . . . . .	93
3.8	Dureté $F_\gamma/F_X$ en fonction de la fluence totale, $F_X + F_\gamma$ . Cette figure permet de distinguer les trois classes de sursauts, les XRFs, XRRs, et GRBs et montre que ces trois classes forment une continuité. . . . .	95
3.9	$F_\gamma$ en fonction de $F_X$ pour les sursauts de HETE-2. . . . .	95
3.10	Cette figure montre le rapport entre les fluences $F_\gamma/F_X$ en ordonnée et en abscisse la valeur de $E_p$ . La dureté peut être considérée comme un indicateur robuste du $E_p$ . . . . .	96
3.11	Cette figure montre le $E_p$ à la source en fonction de $E_{iso}$ pour les sursauts de BeppoSAX et de HETE-2 qui ont un redshift[117]. . . . .	97
3.12	Distribution des paramètre $\alpha$ et $\beta$ pour les XRFs. La distribution de $\beta$ doit être comparée à la figure 3.7. On remarque que les XRFs présentent pour ces paramètres, les mêmes distributions que l'échantillon total. . . . .	98
3.13	Cette figure montre comment les sursauts évoluent dans le diagramme dureté-intensité ( $F_\gamma/F_X$ en fonction de $F_X + F_\gamma$ ) lorsque leur redshift est décalé jusqu'à $z = 10$ . . . . .	99
3.14	Evolution du spectre de GRB 030329 avec le redshift dans la représentation en $E^2N(E)$ . Le spectre initialement émis de $z = 0.17$ est décalé aux redshifts: $z = 1, 2, 5, 10$ . Le spectre en pointillé sur cette figure est celui d'un X-Ray Flash "typique" détecté par HETE-2, GRB 010225. . . . .	100
3.15	Cette figure montre le diagramme dureté-intensité ( $F_\gamma/F_X$ en fonction de $F_X + F_\gamma$ ) pour les sursauts dont le redshift a été détecté et décalé jusqu'à $z = 1$ . Le sursaut situé en bas à gauche a été placé à titre de comparaison, il s'agit de GRB 020903 (non détecté par FREGATE). . . . .	100
3.16	La figure à droite montre la dureté $F_\gamma/F_X$ en fonction de la durée pour les trois types de sursauts. Celle de gauche montre la distribution des durées pour les XRFs (en pointillés) comparée à celle de l'échantillon global. . . .	101

3.17	Non-observation de l'afterglow du sursaut court GR020531. Toutes les observations de recherche de l'afterglow de GRB 020531 sont représentées (observations 1401 à 1435: numéro des notices GCN), comparées aux observations d'autres sursauts: GRB 000313, GRB 010119 et à la courbe de lumière de l'afterglow de GRB 020124. La courbe en pointillé représente la courbe de lumière maximale de GRB 020531 en prenant en compte les limites supérieures les plus basses des observations. L'observation de TAROT est la numéro 1408 effectué $\sim 90$ mn après le sursaut, et la magnitude limite est $R \sim 18$ . . . . .	104
3.18	Schéma indiquant la disposition des quatre détecteurs constituant FREGATE sur HETE-2. Cette disposition particulière sur le bord extérieur du satellite nous permet de déterminer de manière simple si un sursaut est dans le champ de vue de FREGATE. . . . .	106
3.19	Figure permettant de visualiser le résultat de la méthode des détecteurs. En abscisse l'assymétrie maximale entre les paires de détecteurs et en ordonnée le rapport du nombre de coup entre la bande B et la bande C. . . . .	107
3.20	Les différents modèles utilisés pour ajuster les spectres des sursauts gamma.	109
3.21	GRB 030519, courbe de lumière et différents ajustements spectraux en utilisant les modèles CTPL et BKHEC. . . . .	110
3.22	GRB 020813, courbe de lumière et différents ajustements spectraux en utilisant les modèles CTPL et BKHEC. . . . .	111
3.23	Courbe de lumière et spectre d'un sursaut simulé avec le modèle des chocs internes. . . . .	114
4.1	Schéma montrant les différentes étapes dans l'espace de l'évolution du vent relativiste [148]. . . . .	118
4.2	Schéma expliquant l'accélération de particules relativistes par le mécanisme de Fermi. A chaque passage du choc, les particules gagnent de l'énergie. $u_2$ et $u_1$ sont les vitesses du milieu avant et après le choc.. . . .	120
4.3	Schéma illustrant le processus du rayonnement synchrotron. . . . .	121
4.4	Spectre synchrotron pour un choc relativiste en considérant une distribution d'électrons en loi de puissance [107]. Le refroidissement rapide (figure de gauche) est attendu dans le cas des chocs internes et pour le début de l'afterglow puis le refroidissement lent est dominant (figure de droite). . . .	123
4.5	Rapport des fluences ( $R_{X/\gamma}$ ) en fonction du flux au maximum dans les gammes d'énergie 2–25 keV (en pointillés) et 50–300 keV (en trait plein). A gauche l'étude est faite pour différentes valeurs de $\Gamma_{min}$ , variant de 50 à 350 et à droite pour différentes valeurs de $\Gamma_{max}$ , variant de 105 à 600. . . .	131
4.6	Rapport des fluences ( $R_{X/\gamma}$ ) en fonction du flux au maximum dans les gammes d'énergie 2–25 keV (en pointillés) et 50–300 keV (en trait plein), pour différentes valeurs de l'intervalle de $\Gamma$ défini par $f$ variant de 0.5 à 5. . .	131

4.7	Evolution en redshift du rapport des fluences ( $R_{X/\gamma}$ ) en fonction du flux au maximum dans les gammes d'énergie 2–25 keV (à gauche) et 50–300 keV (à droite). Les différentes courbes permettent d'étudier simultanément l'évolution avec le redshift et les variations de $\bar{\Gamma}$ et de la luminosité. . . . .	132
4.8	Relation LogN-LogP différentielle pour les sursauts de BATSE [130] comparée à la distribution (en trait plein) obtenue pour $10^6$ sursauts simulés avec $\dot{E} = 10^{53.4}$ erg.s $^{-1}$ . $N$ est le nombre de sursauts qui ont un flux au maximum (sur 1s et dans la gamme d'énergie 50–300 keV) supérieur à $P$ : voir figure 1.3 . . . . .	135
4.9	Distribution de $E_p$ pour les sursauts de BATSE (pointillés), ceux de HETE-2 (tirets) et pour l'échantillon complet (trait plein). En haut pour $x = 1/2$ et $y = 5/2$ , au milieu pour $x = y = 1/2$ et en bas pour $x = y = 1/4$ . . . . .	136
4.10	Fonction $\phi_{xy}(k)$ pour $x = 1/2$ et $y = 5/2$ (trait plein), $x = y = 1/2$ (pointillés) et $x = y = 1/4$ (tiret). Dans le premier cas la grande valeur de $y$ conduit à une forte dépendance de $\phi_{xy}(k)$ avec $k$ . . . . .	137
4.11	La <i>mollesse</i> $R_x/R_\gamma$ en fonction de la fluence totale dans la gamme d'énergie 2–400 keV pour 1450 sursauts de la simulation détectables par HETE-2. . . . .	140
4.12	Distribution du redshift pour les sursauts générés par la simulation: en pointillés les GRBs et en trait plein les XRFs. . . . .	141
4.13	Distribution des durées observées $\tau_{obs} = (1+z)*\tau$ pour les GRBs en pointillés et les XRFs en trait plein. La normalisation adoptée est $\int P(Log\tau_{obs})dLog\tau_{obs} = 1$ . . . . .	141
4.14	Distribution du facteur de Lorentz moyen $\bar{\Gamma}$ du vent. En pointillés, les GRBs et en trait plein les XRFs et pointillés fins la distribution initiale. La normalisation adoptée est $\int_{100}^{500} P(Log\bar{\Gamma})dLog\bar{\Gamma} = 1$ . . . . .	142
4.15	Distribution du contraste du facteur de Lorentz $k$ , en pointillés pour les GRBs, en trait plein pour les XRFs et en pointillés fins pour la distribution initiale. La normalisation adoptée est $\int_0^1 P(Logk)dLogk = 1$ . . . . .	143
4.16	Distribution de l'énergie injectée $\dot{E}$ , en pointillés pour les GRBs, en trait plein pour les XRFs et en pointillés fins pour la distribution initiale. La normalisation adoptée est $\int_{51}^{53.4} P(Log\dot{E})dLog\dot{E} = 1$ . . . . .	144
4.17	Distribution de l'énergie dissipée $E_{diss}$ pour les GRBs (en pointillés) et les XRFs (en trait plein). . . . .	144
4.18	Relation d'Amati pour les 3000 sursauts synthétiques. Les gros points représentent les sursauts détectables par HETE-2, et la ligne le meilleur ajustement pour l'échantillon de HETE-2. . . . .	145



# Bibliographie

- [1] Akerlof, C. et al. 1999, *Nature*, 398, 400
- [2] Amati, L. et al. 2002, *A&A*, 390, 81
- [3] Arnaud, K. & Dorman, B., 2000, An X-Ray Spectral Fitting Package
- [4] Ando, M., Ohta, K., Watanabe, C. et al 2003, *GCN Circ.* 1882
- [5] Antonelly, L.A. et al., *IAUC Circ.* 6792
- [6] Atteia, J-L, et al. 1991, 22nd ICRC, Dublin OG2.11 p.93
- [7] Atteia, J-L, et al. 2003, in *Gamma-Ray Burst and Afterglow Astronomy 2001*, AIP Conf. Proceedings 662, ed. G. R. Ricker & R. K. Vanderspek (New York: AIP), 17
- [8] Atteia, J-L, 2003, *A&A*, 407, L1
- [9] Band, D. et al. 1993, *ApJ*, 413, 281
- [10] Barraud, C. et al. 2003, *A&A*, 400, 1021
- [11] Barraud, C., Daigne, F., Mochkovitch, R., Atteia, J.L., 2004, to be submitted to *A&A*
- [12] Barthelmy, S., *GCN*, NASA, <http://gcn.gsfc.nasa.gov/>
- [13] Belli, B.M. 1992, *AIP* 265, 100, W.S. Paciesas and G.J. Fishman, eds
- [14] Berezhiani, Z. et al. 2003, *ApJ*, 586, 1250
- [15] Berger, E. et al. 2003, *Nature*, 426, 154
- [16] Bhat, P. et al. 1994, *ApJ.*, 426, 604
- [17] Bloom, J.S. et al. 2003, *ApJ.*, 594, 674
- [18] Boella, G., Butler, R. C., Perola, G. C., Piro, L., Scarsi, L. & Bleeker, J. A. M., 1997, *A&A Suppl.*, 122, 299
- [19] Brainerd, J.J., 1992, *Nature* 355, 522
- [20] Briggs, M.S. et al, NASA, <http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/grb/skymap/>
- [21] Bulik, T., 1998, *ApJ*, 505, 666
- [22] IPC, CAEN, IN2P3, <http://caeinfo.in2p3.fr/detecteurs/detecteur1-3.html>
- [23] Cline, T., 1973, *ApJ. Lett.*, 185, L1
- [24] Chandra X-ray Observatory ACIS/HETG Image, NASA/CXC/SAO
- [25] Chornock, R. et al, 2002, *GCN Circ.* 1754
- [26] Costa, E., et al, 1997, *Nature*, 387, 783
- [27] von Braun, K., Garnavich, P. & Stanek, K. 2003, *GCN Circ.* 1881
- [28] Crew, G., et al. 2003, in *Gamma-Ray Burst and Afterglow Astronomy 2001*, AIP Conf. Proceedings 662, ed. G. R. Ricker & R. K. Vanderspek (New York: AIP), 66
- [29] Daigne, F., Mochkovitch, R. 1998, *MNRAS*, 296, 275
- [30] Daigne, F., Mochkovitch, R. 2000, *A&A*, 358, 1157

- [31] Daigne, F., Mochkovitch, R. 2003, MNRAS, 342, 587
- [32] Dar, A., & De Rújula, A., 2000, astro-ph/0008474
- [33] Dezalay, J.P., Lestrade, J.P., Barat, C., Talon, R., Sunyaev, R., Terekhov, O., & Kuznetsov, A. 1996, ApJ, 471, L27
- [34] Dezalay, J.P. et al., 2003, in Gamma-Ray Burst and Afterglow Astronomy 2001, AIP Conf. Proceedings 662, ed. G. R. Ricker & R. K. Vanderspek (New York: AIP), 73
- [35] Feroci, M. et al. 2001, A&A, 378, 441
- [36] Fenimore, E. E., in't Zand, J. J. M., Norris, J. P., Bonnell, J. T., & Nemiroff, R. J. 1995, ApJ, 448, L101
- [37] Fishman, G. J. & Meegan, C. A. 1995, Annu. Rev. Astron. Astrophys, 33, 415
- [38] Fox, D. W., Chen H. W. & Price P. A. 2003, GCN Circ. 1879
- [39] Equipe FORS, VLT de 8,2 m, ESO
- [40] Fox, D. W. et al 2003, ApJ, 586, L5
- [41] Ford, L. et al 1986, ApJ, 439, 307
- [42] Frail, D.A. et al. 1999, ApJ, 525, L81
- [43] Frail, D.A. et al. 2001, ApJ, 562, L55
- [44] Fredericks et al. 2003, private communication
- [45] Frontera F. et al. 2000, ApJ, 540, 697
- [46] Frontera F. et al. 2000, ApJ Suppl., 127, 59
- [47] Fruchter, A. et al. 1999, GCN Circ. 255
- [48] Fynbo et al., 1998, ApJ, 542, L89
- [49] Gandolfi, G. et al. 2000, Astro-ph/0001011
- [50] Ghirlanda, G. et al. 2003, Astro-ph/0312294
- [51] Golenetskii, S.V., 1983, Nature, 306, 451
- [52] Goodman, J. 1986, ApJ, 308, L47
- [53] González, M.M., et al. 2003, Nature, 424, 749
- [54] Granot, J., et al 2003, Nature, 426, 138
- [55] Graziani, C. et al. 2003, in Gamma-Ray Burst and Afterglow Astronomy 2001, AIP Conf. Proceedings 662, ed. G. R. Ricker & R. K. Vanderspek (New York: AIP), 114
- [56] Greiner, J., Guenther, E., Klose, S. & Schwarz, R. 2003, GCN Circ. 1886
- [57] Greiner, J., Ries, C., Barwig, H., Fynbo, J. & Klose, S. 2003, GCN Circ. 1894
- [58] Groot, P.J., et al. 1998a, ApJ, 493, L27
- [59] Halloin H. Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2003
- [60] Halpern et al, 2003, IAUC Circ. 6788
- [61] Heise, J. et al, 2001, GCN Circ. 1138
- [62] Heise, J. et al, 2001, astro-ph/0111246
- [63] Henden et al, 2003, GCN Circ. 2123
- [64] <http://space.mit.edu/HETE/Bursts/Data/>
- [65] Hjorth, J. et al, 2003, Nature 423, 847
- [66] Hurley, K. 1990, "The third interplanetary network", <http://ssl.berkeley.edu/ipn3/>
- [67] Hurley, K. 1992, in AIP Conf. Proc. 265, Gamma-Ray Bursts, ed. W. Paciesas & G. Fishman (New York: AIP), 3
- [68] Kawai N., et al. 2003, in Gamma-Ray Burst and Afterglow Astronomy 2001, AIP Conf. Proceedings 662, ed. G. R. Ricker & R. K. Vanderspek (New York: AIP), 25

- [69] Integral, ISDC, <http://isdc.unige.ch/Outreach/Data/data-fr.html>
- [70] Katz, J.I. 1994, *ApJ*, 432, 107
- [71] Kippen, R.M. et al, 2002, astro-ph/0203114
- [72] Klebesadel R., Strong I., et Olson R., 1973, *ApJ* 182, L85
- [73] Klose, S. et al. 2003, *GCN Circ.* 1923
- [74] Klose, S. et al. 1997, *IAUC Circ* 6756
- [75] Kouveliotou, C. et al. 1993, *ApJ*, 413, L101
- [76] Kobayashi, S., Piran, T., Sari, R. 1997, *ApJ*, 490, 92
- [77] Kommers, J.M., Lewin, W.H.G., Kouveliotou, C. et al., 2000, *ApJ*, 533, 696
- [78] Kulkarni, S. et al, 1998, *Nature*, 393, 35
- [79] Kulkarni, S. R., Fox, D. W., Berger, E., & Soderberg, A. M. 2003, *GCN Circ.* 1911
- [80] Lamb, D. Q., Graziani, C. & Smith, I. A. 1993, *ApJ*, 413, L11
- [81] Lamb, D. Q., Bulik, T. & Coppi, P. S., 1996, *AIPC*, 366, 219
- [82] Lamb, D.Q., Donaghy, T.Q. and Graziani, C. 2003, "A Unified Jet Model of X-Ray Flashes and Gamma-ray Bursts", in *proc. 2nd VERITAS Symposium on TeV Astrophysics*, Chicago, Illinois (Astro-ph/0309456)
- [83] Lamb, D.Q. et al, 2004, to be submitted to *ApJ*.
- [84] Lazzati, D., et al, 2003, *A & A*, 410, 823
- [85] Levan et al 2003, *GCN*1818
- [86] Li et al 2003, *Astro-ph*/0302136
- [87] Lloyd-Ronning, N., Fryer, C. and Ramirez-Ruiz, E. 2002 *ApJ*, 574, 554
- [88] Mallozzi, R.S., NASA <http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/instrument/>
- [89] Matheson et al, 2003, *GCN*2107
- [90] Matheson et al, 2003, *ApJ*, 599, 394
- [91] Mazets, E.P., Golenetskii, S.V. & Illinskii, V.N., 1974, *JETP Lett.*, 19, 77
- [92] Mészáros, P. and Rees, M.J., 1993, *ApJ*, 405, 278
- [93] Metzger, M.R. et al, 1997, *Nature*, 387, 878
- [94] Mitrofanov, I. et al. 1992, *AIP* 265, 163, W.S. Paciesas and G.J. Fishman, eds
- [95] Mirabal, N. et al. 2002, *GCN Circ.* 1618
- [96] Moller, P. et al, 2002, *A&A*, 396, L21
- [97] Monnelly, G. et al. 2003, in *Gamma-Ray Burst and Afterglow Astronomy 2001*, *AIP Conf. Proceedings* 662, ed. G. R. Ricker & R. K. Vanderspek (New York: AIP), 49
- [98] Norris, J.P., Marani G.F. & Bonnell, J.T. 2000, *Astroph.J.* 534, 248
- [99] Norris, J.P. et al., 1986, *Astroph.J.* 301, 213
- [100] Olive, J.F. et al. 2002, astro-ph/0203079
- [101] Olive, J.F., Atteia, J.L., Hurley, K. et al. 2004, "Time-resolved X-ray spectral modeling of an intermediate burst from SGR1900+14 observed by HETE-2/FREGATE submitted (astro-ph/0403162)
- [102] <http://cri-cirs-wnts.univ-lyon1.fr/Polycopies/MedecineNucleaire/Imagerie/Mednucleaire-4.html>
- [103] Paciesas, W.S. et al. 1999, *ApJS*, 122, 465
- [104] Paczyński, B. 1986, *ApJ.Lett.*, 308, L43
- [105] Pedersen, H., 1997, astro-ph/9710322
- [106] Porciani, C. & Madau, P., 2001, *ApJ.*, 548, 522

- [107] Piran, T. 1998, *Astro-ph/9810256*
- [108] Preece, R. D. et al. 2000, *ApJS*, 126, 19
- [109] Reichart, D.E. et al. 2001, *Astrop. J.* 552, 57
- [110] Reeves, J., Watson, D., Osborne, J. et al. 2002, *Nature*, 416, 512
- [111] Rhoads, J.E. et al. 2003, *GCN Circ.* 1893
- [112] Rybicki, G.B. & Lightman, A.P., 1979, *Radiative Processes in Astrophysics*.
- [113] Ricker, G.R. et al. 2003, in *Gamma-Ray Burst and Afterglow Astronomy 2001*, AIP Conf. Proceedings 662, ed. G. R. Ricker & R. K. Vanderspek (New York: AIP), 3
- [114] Rol, E. et al. 2003, *A & A*, 405, L23-L27
- [115] Rossi, E., Lazzati, D., Rees, M.J. 2002, "Afterglow Light Curves, Viewing Angle and the Jet structure of Gamma Ray Bursts" *MNRAS*, 332, 945
- [116] Sakamoto, T. et al. 2003, *ApJ*, accepted *astro-ph/0309455*
- [117] Sakamoto, T., Lamb, D.Q., Graziani, C. et al 2004, "High Energy Transient Explorer 2 Observations of the Extremely Soft X-Ray Flash XRF 020903", *ApJ*, 602, 875
- [118] Sakamoto, T., thesis, "spectral characteristics of X-Ray Flashes and X-Ray Rich Gamma Ray Bursts observed by HETE-2", 2004
- [119] Sari, R., Piran, T., Narayan, R. 1998, *ApJ*, 497, L17
- [120] Sari, R., Piran, T. & Halpern, J.P. 1999, *ApJ*, 519, L17
- [121] Sari, R. et al 1999, *ApJ*, 524, L43
- [122] Sato et al, 2003, *GCN Circ.* 2080
- [123] Schaefer, B.E. et al, 2001, *ApJL*, 563, 123
- [124] Schnoor, P.W. et al, 2003, *GCN Circ.* 2176
- [125] Snowden, S.L., 2002, NASA  
[http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/gallery/misc\\_saad.html](http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/gallery/misc_saad.html)
- [126] Shirasaki, Y. et al. 2003, in *Gamma-Ray Burst and Afterglow Astronomy 2001*, AIP Conf. Proceedings 662, ed. G. R. Ricker & R. K. Vanderspek (New York: AIP), 117
- [127] Beppo SAX instruments, ASI, SDC,  
NASA [http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/sax/gallery/sax\\_inst.html](http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/sax/gallery/sax_inst.html)
- [128] Soderberg, A.M. et al. 2002, *GCN Circ.* 1554
- [129] Stanek, K.Z. et al. 2003, *ApJ*, 591, L17
- [130] Stern, B.E. et al. 2001, *ApJ*, 563, 80
- [131] Strohmayer, T.E. et al. 1998, *ApJ*, 500, 873
- [132] Suzuki, M. et al. 2003, *GCN Circ.* 1888
- [133] Tamagawa et al.(2003), to be published
- [134] Taylor, G.B. et al., 2000, *ApJ*, 537, L17
- [135] Taylor, G.B. et al., 2003, *GCN Circ.* 2129
- [136] Vanderspek, R.K., et al. 2003, in *Gamma-Ray Burst and Afterglow Astronomy 2001*, AIP Conf. Proceedings 662, ed. G. R. Ricker & R. K. Vanderspek (New York: AIP) 101
- [137] Vanderspek, R.K., et al. 2004, *astro-ph/0401311*
- [138] Villasenor, J.N., et al. 2003, in *Gamma-Ray Burst and Afterglow Astronomy 2001*, AIP Conf. Proceedings 662, ed. G. R. Ricker & R. K. Vanderspek (New York: AIP), 33
- [139] Villasenor, J.N., et al. 2003, in *Gamma-Ray Burst and Afterglow Astronomy 2001*, AIP Conf. Proceedings 662, ed. G. R. Ricker & R. K. Vanderspek (New York: AIP), 107

- [140] Wang, X.Y. et al 2000, MNRAS.317..170W
- [141] Wozniak, P. et al 2003, GCN Circ. 1757
- [142] Yamasaki, R., Ioka, K. and Nakamura, T. 2003, “Cosmological X-Ray Flashes in the Off-axis Jet Model”, ApJ, 593, 941
- [143] Zhang, B., Kobayashi, S., & Mészáros, P. 2003, ApJ, 595, 950
- [144] Zeh, A., Klose, S., Greiner, J., Fynbo, J. & Jakobsson, P. 2003, GCN Circ. 1898
- [145] Zeh, A. et 2003, GCN Circ. 2049
- [146] Zeh, A. et 2003, GCN Circ. 2081
- [147] Zeh, A. et 2003, GCN Circ. 2115
- [148] Zhang, B. & Mészáros, P. 2003, astro-ph/0311321